

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité : Physique Atmosphérique

École Doctorale : Sciences de l'Environnement d'Île-de-France

Présentée par
Jingmei YU

pour obtenir le grade de
DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Représentation de l'effet des vents anabatiques sur le déclenchement de la convection profonde dans un modèle de climat

Thèse soutenue le 19 juillet 2010 devant le jury composé de :

Président :	Mme. Laurence PICON
Rapporteurs :	M. Hubert GALLÉE M. Jean-Philippe LAFORE
Examineurs :	Mme. Sophie BASTIN M. Jean-Marcel PIRIOU
Directeur de thèse :	M. Jean-Yves GRANDPEIX

Laboratoire de Météorologie Dynamique, Paris, France
Centre National de la Recherche Scientifique - Institut Pierre Simon Laplace

Résumé

Notre travail part d'une analyse de l'hypothèse que le vent anabatique (brise de vallée) est un mécanisme important du déclenchement de la convection profonde. Issu de l'écart de température entre la surface de relief et l'air de son ambiance, ce vent possède une énergie cinétique qui peut éventuellement franchir l'inhibition de la couche limite et permettre à la convection de se développer dans la troposphère libre. Ce phénomène se produisant à l'échelle sous-maille nécessite une paramétrisation spéciale dans un modèle de circulation générale atmosphérique (GCM). Son absence dans le GCM est probablement à l'origine du déficit de naissances des systèmes convectifs profonds dans certaines zones orographiques, tel le Mont Cameroun en Afrique de l'Ouest.

Nous avons mis au point une paramétrisation des brises de vallée dans le GCM du laboratoire (LMDZ). Le modèle permet de calculer l'énergie cinétique de brise en fonction des caractéristiques sous-maille de l'orographie (dénivellation, inclinaison de la pente, orientation). Le modèle consiste en une couche mince maillée longitudinalement à la pente. Il est couplé avec un modèle conducteur-capacitif de sol en multicouche. Le couplage est effectué via le bilan d'énergie à la surface de relief.

Une première partie de la thèse a consisté à construire et éprouver ce modèle en mode dynamique (modèle instationnaire). Des analyses de sensibilité aux principaux paramètres et aux conditions d'environnement ont été effectuées. Le modèle a été ensuite implanté dans la version 1D du GCM, couplé avec le schéma de convection d'Emanuel et testé dans un cas idéaliste d'équilibre radiatif-convectif et le cas Hapex. La solution stationnaire de la partie aéraulique a été adoptée pour le GCM. La paramétrisation a enfin été introduite dans la version 3D du GCM, en mode diagnostique (sans couplage avec la convection). Elle a fourni une distribution spatiale des fréquences de déclenchement de la convection profonde en cohérence avec celle des observations d'images satellite dans la zone de l'Afrique de l'Ouest, pendant la saison de mousson. L'effet de l'humidité du sol sur le déclenchement a été mis en évidence. Le couplage avec la convection pourra être mis en oeuvre lorsque la climatologie de la version AR5 du GCM sera prête. De nouvelles données satellite de naissances à l'échelle mondiale sont nécessaires pour valider plus globalement la paramétrisation de la brise.

Mots clé

paramétrisation dans GCM, déclenchement de convection profonde, effet thermique de l'orographie, vent anabatique, hétérogénéité de surface, Afrique de l'Ouest, mousson

Abstract

The PhD work is based on the hypothesis that anabatic winds (or valley breeze) is an important mechanism of deep convection triggering. Induced by the temperature difference between the mountain surface and the environmental air, anabatic winds own a kinetic energy which may eventually overcome the Planet Boundary Layer inhibition (CIN, Convective Inhibition) and allows the associated convection to develop into the free troposphere. This sub-grid scale phenomenon needs a special parametrization in general circulation models (GCMs). Its lack of representation in present GCM versions is thought of being the cause of the deficit of deep convection systems genesis observed in certain orographical zones, as Mount Cameroun in West Africa for example.

We have designed and built a valley breeze parametrization in a GCM (LMDZ). The model computes kinetic energy of the valley breeze in relation to the sub-grid scale orographical characteristics (elevation, slope, orientation). It consists of a grid slim layer along the mountain surface. It is coupled with a multi-layers conductive-capacitive soil model. The coupling is accomplished by using the energy budget at the surface of the mountain.

The first part of the thesis consists in building and validating the model in the dynamical mode (unstationnary model). Systematic sensitivity analysis to the principal parameters and to the environmental conditions has been performed. The model has then been implemented in the 1D version of the GCM (SCM, Single Column Model), coupled with the Emanuel deep convection scheme, and tested against a radiative-convective equilibrium case and the Hapex campaign case. The stationnary solution of the aerualic part of the model has been adopted for the GCM. The parametrization finally has been introduced in the 3D version of the GCM, in the diagnostic mode (without coupling to the convection process). It gives a spatial distribution of the triggering frequency of deep convection in coherence with that of the satellite image observation in the West Africa region, during the West African Monsoon season. The effect of soil humidity on triggering has in particular been brought to light. Coupling with convection shall be launched when the tuning of the climatology obtained with the AR5 version of LMDZ will be ready. New satellite data analysis of the convection genesis at the world-wide scale will be necessary for the full validation of our parametrization in GCM.

Key words

parametrization in GCM, deep convection triggering, orographical thermal effect, anabatic wind, surface energy budget, West Africa monsson

Remerciements

Je voudrais tout d'abord exprimer ma profonde gratitude à **Jean-Yves Grandpeix**, mon directeur de thèse, qui m'a accepté pour faire une thèse au Laboratoire de Météorologie Dynamique, m'a appris les méthodes de la Recherche avec la réflexion profonde et l'esprit critique et rigoureux que cela exige. Son aide généreuse m'a aidé à surmonter mes difficultés de communication orale et de rédaction en français et progresser dans la recherche. C'est en même temps un ami sincère, avec qui on peut s'ouvrir le coeur et tout discuter.

Une place particulière dans ces remerciements revient à **Alain Lahellec**, qui m'a consacré d'énormes heures de discussion en physique, mathématique, modélisation et à la correction de mon manuscrit; son soutien s'est avéré déterminant pour mener ce travail à terme. Il m'a profondément influencé par sa passion pour la science, ses qualités humaines, sa façon d'encourager les étudiants qui débutent dans la recherche.

Je voudrais également exprimer mes remerciements aux membres du jury : **Hubert Gallée** et **Jean-Philippe Lafore** qui m'ont fait l'honneur de prendre connaissance de ce travail et d'en être les rapporteurs, et ont relu attentivement ce manuscrit; merci du temps qu'ils ont consacré à indiquer les erreurs et des endroits à éclaircir. Merci à **Jean-Marcel Piriou** et **Sophie Bastin** comme examinateurs, ainsi qu'à la présidente du jury **Laurence Picon**, pour leurs questions passionnantes pendant la soutenance.

Je voudrais adresser mes remerciements aux responsables du laboratoire : **Hervé Le Treut**, **Jean-Louis Dufresne**, **Frédéric Hourdin** et **Vincent Cassé**, qui ont créé une merveilleuse ambiance de travail : libre, démocratique et honorable.

Merci à **Katia Laval**, ancienne directrice de mon école doctorale, pour son soutien depuis mon inscription en thèse, elle m'a montré un exemple de professeur qui fait tout pour le bien de ses étudiants.

Je tiens à exprimer mon grand respect et remerciement à **Laurent Li** pour sa disponibilité et pour ses nombreux conseils précieux qui m'ont guidé au cours de cette thèse, que ce soit sur le plan scientifique ou professionnel.

Je voudrais également remercier vivement **Robert Franchisseur**, **Véronique Fabart**, **Ionela Musat**, **Laurent Fairhead**, **Abderrahmane Idelkadi** et **Martial Mancip**, qui

m'ont aidé par leur compétence informatique. Surtout un grand remerciement pour **Robert Franchisseur**, qui m'a touché à chaque fois avec sa sympathie, et son attitude sérieuse pour le travail.

J'adresse mes remerciements à **Martine Mahérou**, **Laurence Touchon**, **Cathrine Douineau** et **Armella Longrez**, pour la gentillesse qu'elles m'ont témoigné et leur efficacité lors des difficultés administratives.

Merci à **Sandrine Bony**, membre de mon comité de thèse, qui m'a donné des conseils scientifiques importants sur le travail de thèse et les démarches de ma recherche de postdoc ; J'oublierai jamais le sourire de **Marie-Pierre Lefebvre**, le soutien chaleureux à tout le monde dont elle a toujours fait preuve.

Une pensée émue pour **les amis, thésards ou non du LMD** pour leur accueil, leur amitiés et les agréables moments qu'on a passé ensemble. Je leur exprime ma profonde sympathie et leur souhaite beaucoup de bien. Plus spécialement à **Alberto Casado-Lopez**, en souvenir de nos discussions de couloir et dans des nombreuses soirées, du soutien sans condition que tu as apporté pour l'organisation des réunions des thésards au LMD ; **Zhang jie** et **Liu Lin**, leur amitié chaude au coeur pendant et surtout à la fin de la thèse. **Cathrine Rio**, réchauffe tout le monde avec le rayon de soleil. **Camille Risi**, qui possède une compétence scientifique extraordinaire, et est toujours disponible pour donner des conseils très utiles ; **Abdoul Khadre Traoré**, **Pierre-Yves Meslin**, avec vous, j'ai passé des moments très heureux dans une ambiance amicale et " drôle " au 2ème étage de LMD, je n'oublierai pas nos discussions riches en culture et parfois enflammées sur tous types de sujets ; **Nicolas Rochetin** pour son sourire de toujours , les discussions scientifiques et la correction de problèmes de français de ma thèse.

Je souhaite enfin dire un grand merci à **ma famille**, pour leur compréhension et encouragements de toujours.

Croyez ceux qui cherchent la vérité. Doutez de ceux qui la trouvent.

—— *André Gide (1869-1951)*

Écrivain français, volonté de liberté et d'affranchissement à l'égard des contraintes morales et puritaines, son œuvre s'articule autour de la recherche permanente de l'honnêteté intellectuelle.

Table des matières

1	Introduction générale	1
1.1	Domaine d'étude	2
1.1.1	Convection profonde	2
1.1.2	Zones d'intérêt : Continents tropicaux	3
1.1.3	Genèse des systèmes convectifs	4
1.1.4	Brises de vallée (Vents anabatiques)	5
1.2	Observation de déclenchements de la convection profonde	6
1.2.1	Archives en climatologie : Télédétection	6
1.2.2	Études de processus : Mesures in-situ	7
1.2.2.1	Conditions de déclenchement	7
1.2.2.2	Effet thermique de l'orographie	8
1.2.2.3	Vents anabatiques	9
1.3	Modélisation des déclenchements dans un modèle de climat	10
1.3.1	Modèles de Circulation Générale Atmosphérique (GCM)	10
1.3.2	Représentation de la convection	11
1.3.3	Déclenchement et fermeture	13
1.4	Une nouvelle paramétrisation : Déclenchement de la convection profonde par les vents anabatiques	17
1.5	Organisation du manuscrit	19

2	Modélisation	21
2.1	Modèle de brise	22
2.1.1	Modèles existants	22
2.1.2	Observations de brises de vallée	24
2.1.3	Structure géométrique de brise	25
2.1.4	Caractéristiques géométriques du relief	29
2.1.5	Structure thermodynamique de brise	30
2.1.5.1	Processus sec et humide	30
2.1.5.2	Convergence au sommet du relief	31
2.1.6	Interaction entre l'effet dynamique et thermique	31
2.1.7	Équations de bilan	32
2.1.7.1	Équation différentielle générale	32
2.1.7.2	Bilan de la quantité de mouvement	33
2.1.7.3	Bilan d'enthalpie	37
2.1.7.4	Bilan d'eau	37
2.1.8	Énergie, puissance et rendement	38
2.1.9	Oscillation	40
2.1.10	Temps caractéristique d'équilibre	44
2.2	Modèle couplé brise-sol	45
2.2.1	Aspect phase	45
2.2.2	Aspect rétroaction	45
2.2.3	Modèle de sol	46
2.2.3.1	Équation de diffusion thermique	46
2.2.3.2	Inertie et profondeur du sol	46
2.2.4	Interface	47

TABLE DES MATIÈRES

2.2.4.1	flux entrants	48
2.2.4.2	flux sortants	50
2.2.4.3	bilan d'énergie à l'interface	50
2.2.5	Raccordement	50
2.2.5.1	Schéma du système couplé	50
2.2.5.2	Température de la surface	50
2.3	Conclusion du chapitre	52
3	Modèle instationnaire dans Miniker	53
3.1	Conception de modèle	55
3.1.1	Principe d'un modèle dans Miniker	55
3.1.2	Notre modèle	56
3.2	Simulations	57
3.2.1	Choix des caractéristiques géométriques du relief	57
3.2.2	Tableaux de configuration	58
3.3	Résultats : Caractéristiques de brise	59
3.3.1	Profils verticaux	60
3.3.2	Variation temporelle	63
3.3.3	Brise couplée avec le sol	65
3.3.4	Pente tournante	66
3.3.5	Oscillation	67
3.4	Tests de sensibilité	70
3.4.1	Forçages	72
3.4.2	Paramètres	75
3.4.3	Source d'énergie et l'environnement	77
3.4.4	Simulations de pente faible de 1°	78
3.5	Conclusion du chapitre	82

4	Le Modèle de brise dans un modèle de climat	83
4.1	Introduction	84
4.1.1	Première étape : modèle 1D en mode couplé	84
4.1.2	Seconde étape : modèle 3D en mode diagnostic	85
4.2	Mise en oeuvre	86
4.2.1	LMDZ4	86
4.2.2	Modèle stationnaire de brise	88
4.2.3	Critère de déclenchement de cumulonimbus	89
4.3	Résultats 1D (SCM)	91
4.3.1	Cas d'équilibre radiatif-convectif	91
4.3.1.1	Brise	92
4.3.1.2	Interactions brise - sol	95
4.3.1.3	Interaction brise - convection - poche froide	97
4.3.2	Cas Hapex	104
4.4	Résultats 3D (GCM)	107
4.4.1	Traitement des topographies sous-maille	107
4.4.2	Observations issues des images satellite	108
4.4.3	Déclenchements simulés par le modèle	111
4.4.3.1	Déclenchements et dénivellation	112
4.4.3.2	Heures locales des premiers déclenchements	116
4.5	Conclusions du chapitre	117
5	Conclusions et perspectives	119
5.1	Problématique	119
5.2	Développement	120
5.3	Validation	121

5.3.1	Modèle instationnaire	121
5.3.2	Études en 1D	123
5.3.3	Résultats en 3D	124
5.4	Conclusions	125
5.5	Perspectives	126
A	Démonstrations	129
A.1	Schéma numérique	130
A.1.1	Grille décalée	130
A.1.2	Solution d'une équation cubique	130
A.2	Dérivées des flux de surface par rapport à la température de surface . . .	131
A.3	Angle de correction du rayonnement solaire	131
A.4	Brise au niveau de condensation	133
A.5	Brise humide	133
A.6	Brise au niveau de convection libre	134
B	Carte de déclenchement mondial	137
	Bibliographie	143

Chapitre 1

Introduction générale

Sommaire

1.1	Domaine d'étude	2
1.1.1	Convection profonde	2
1.1.2	Zones d'intérêt : Continents tropicaux	3
1.1.3	Genèse des systèmes convectifs	4
1.1.4	Brises de vallée (Vents anabatiques)	5
1.2	Observation de déclenchements de la convection profonde	6
1.2.1	Archives en climatologie : Télédétection	6
1.2.2	Études de processus : Mesures in-situ	7
1.3	Modélisation des déclenchements dans un modèle de climat	10
1.3.1	Modèles de Circulation Générale Atmosphérique (GCM)	10
1.3.2	Représentation de la convection	11
1.3.3	Déclenchement et fermeture	13
1.4	Une nouvelle paramétrisation : Déclenchement de la convection profonde par les vents anabatiques	17
1.5	Organisation du manuscrit	19

1.1 Domaine d'étude

Les processus de convection nuageuse sur les continents tropicaux jouent un rôle important tant du point de vue climatique que du point de vue humain. En effet, d'une part, ils constituent le principal mécanisme de redistribution de l'énergie solaire absorbée au sol dans la troposphère et participent à la circulation de l'atmosphère des tropiques vers les latitudes moyennes. D'autre part, les processus convectifs sont à l'origine de la plus grande partie des précipitations sur les continents tropicaux (Houze 1981). Ces précipitations sont souvent dues à la convection profonde organisée en systèmes convectifs de méso-échelle (MCS, mesoscale convective system). Ces derniers possèdent un cycle de vie de quelques heures à plusieurs jours. Ils naissent, croissent, se déplacent, voient leur taille varier au rythme des conditions de grande échelle, et finalement meurent. Ainsi, l'histoire de la convection profonde commence par leur naissance.

Le but de cette thèse est d'analyser et de représenter dans un modèle de climat un mécanisme qui joue un rôle important dans l'initiation des systèmes convectifs : le déclenchement de la convection profonde par les vents anabatiques le long des pentes de montagnes soumises au cycle diurne du rayonnement solaire.

Cette thèse se situe dans le cadre du programme Analyse Multidisciplinaire de la Mous-son Africaine (AMMA, 2001-2010) et plus particulièrement au sein du groupe "interaction de la surface continentale et de l'atmosphère" .

Avant d'aborder notre étude proprement dite, précisons les objets dont nous parlons.

1.1.1 Convection profonde

La convection nuageuse est un phénomène associé à des courants atmosphériques ascendants saturés (par opposition à la convection sèche pour laquelle l'air des courants ascendants reste clair). Les profondeurs des nuages convectifs sont variées : a) les cumulus (qui correspondent à la convection peu profonde) ne dépassent pas la couche limite de plus de 1 ou 2 km ; b) les cumulus congestus (convection moyenne) atteignent

1.1. Domaine d'étude

l'isotherme 0°C (laquelle se situe dans les zones tropicales au voisinage de 5 km) et c) les cumulonimbus (convection profonde) traversent une bonne partie de la troposphère libre, sont essentiellement composés de glace dans leur partie supérieure et culminent au delà de 10 km. Sur océan, où la couche limite atmosphérique est assez uniforme, Johnson et al. (1999) ont montré que les profondeurs des nuages convectifs présentaient une distribution tri-modale, correspondant aux trois catégories de nuages convectifs que nous venons de mentionner. Sur continent, où les épaisseurs de couche limite sont plus variées, cette séparation en trois populations est moins pertinente. En revanche, une séparation nette existe entre les systèmes nuageux où sont présents des cumulonimbus et les autres.

Les systèmes avec cumulonimbus sont le plus souvent des systèmes convectifs de méso-échelle, comprenant de multiples colonnes convectives, des enclumes et des courants de densité ; ce sont eux qui assurent l'essentiel des précipitations sur les continents tropicaux. On voit sur la figure 1.1 un exemple de distribution de systèmes convectifs sur l'Afrique de l'Ouest. Il s'agit de l'image de Meteosat 8 de la température de brillance dans le canal IR 10.8 micron, le 5 Septembre 2006 (on a choisi la date au hasard et l'heure vers un moment de maximum d'activité convective) . Les zones orangées et rouges sont des zones de nuages froids, et donc d'altitude très élevée, qui correspondent à des cumulonimbus et à des enclumes. La structure en amas de la convection profonde est bien visible.

1.1.2 Zones d'intérêt : Continents tropicaux

Les zones continentales tropicales, auxquelles notre étude est consacrée, présentent une grande variété de situations, allant des forêts tropicales d'Amazonie ou du Congo aux zones arides comme le Sahel et aux déserts comme le Sahara, avec des reliefs allant de grandes plaines marécageuses, comme le Paranal au Brésil, à des reliefs modérés, comme la plateau de Jos en Afrique ou la chaîne des Aravalli en Inde, et aux hautes montagnes des Andes ou de l'Himalaya. Nous passerons rapidement en revue toutes ces situations dans les annexes ; mais le plus gros de notre étude est plus limité et concerne uniquement l'Afrique de l'ouest. Ceci nous permet d'utiliser des observations dans un contexte de climatologie régionale et plus particulièrement des études et observations

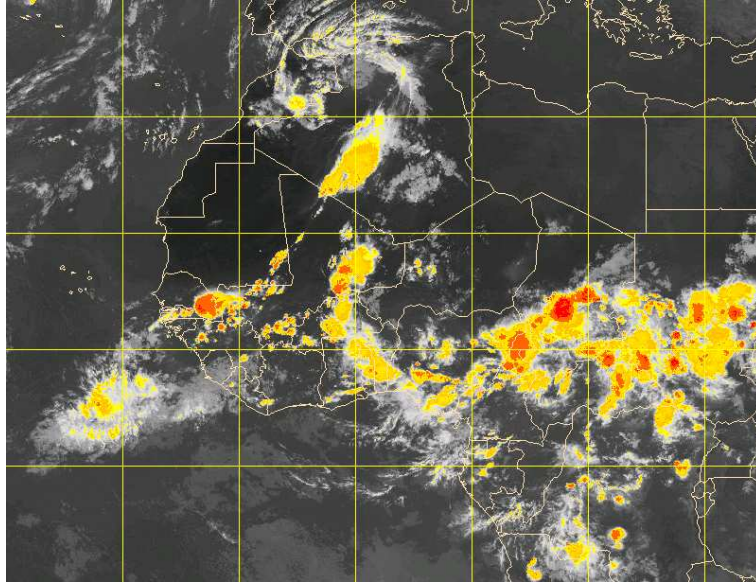


FIG. 1.1 – Image MSG de la température de brillance dans le canal 10.8 microns, le 5 septembre 2006 à 17 :30. Seuils : -40°C/-46°C (jaune) , -47°C /-53°C, -54°C/-60°C, -61°C/-65°C (orange), -67°C/-76°C, < -77°C (rouge).

effectuées pendant la campagne AMMA (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine) de l'été 2006 (Janicot et al., 2008).

La région de l'Afrique de l'ouest connaît elle-même une grande variété de situations : sur la côte guinéenne les pluies sont abondantes, alors qu'au Sahel l'aridité est telle que les cultures sont très dépendantes du bilan annuel des pluies. Pour ce qui concerne le relief, il y a des montagnes élevées, soit très arrosées comme le Mont Cameroun, soit très arides comme l'Aïr, et des reliefs modérés comme le plateau de Jos. Ainsi l'Afrique de l'ouest présente déjà le large éventail de conditions nécessaires à notre étude. C'est la zone de la mousson africaine ; la saison des pluies s'étend de Juin à Octobre ; les précipitations y sont dues essentiellement à des systèmes à méso-échelle se propageant d'est en ouest (Mathon et al., 2002).

1.1.3 Genèse des systèmes convectifs

La genèse des systèmes convectifs se déroule en plusieurs phases : apparition des premiers cumulonimbus ; la précipitation induit des descentes d'air froid par évaporation,

1.1. Domaine d'étude

créant des courants de densité. Ceux-ci en s'étalant soulèvent l'air du bas de la couche limite et permettent l'apparition de nouveaux cumulonimbus. Ainsi se crée un système convectif constitué d'un ensemble de cumulonimbus, de courants de densité et d'enclumes. Les courants de densité peuvent fusionner, donnant une forme plus organisée au système ; ceci se produit en particulier en présence de cisaillement. L'ensemble cumulonimbus-courants de densité forme un système auto-entretenu : les descentes précipitantes issues des premiers alimentant les seconds, et le soulèvement provoqué par les courants de densité induisant la naissance de nouveaux cumulonimbus.

Processus de soulèvement initial

Aussi bien lors de la phase initiale que pendant la vie du système convectif, l'existence du système repose sur la création de nouveaux cumulonimbus, c'est-à-dire sur le déclenchement d'ascendances convectives profondes. Les mécanismes de déclenchement sont nombreux. Ils passent tous par un processus de soulèvement permettant à des courants issus du bas de la couche limite d'atteindre leur niveau de convection libre. On vient de mentionner les courants de densité comme mécanisme de déclenchement permettant la survie du système. Un autre mécanisme participe à la survie du système, c'est l'émission d'ondes de gravité, soit par les colonnes convectives, soit par les courants de densité. Mais pour que la convection apparaisse, il faut un processus de soulèvement initial. C'est ce problème de déclenchement initial permettant la naissance de systèmes convectifs que nous abordons avec les vents anabatiques.

1.1.4 Brises de vallée (Vents anabatiques)

Les vents de pente constituent un phénomène bien connu en climatologie et en météorologie. Ce sont surtout les vents descendants (les vents katabatiques, constitués d'air froid dévalant des montagnes) qui sont connus, à cause de leur violence et des dégâts qu'ils peuvent provoquer. Mais les vents ascendants (les vents anabatiques, qui apparaissent le long de pentes chauffées par le soleil) sont souvent mentionnés comme cause de soulèvements déclenchant la convection profonde. Des modèles simples de ces vents ont été élaborés pour en analyser le comportement souvent oscillatoire.

1.2. Observation de déclenchements de la convection profonde

Si le rôle des vents anabatiques dans le déclenchement de la convection profonde est souvent évoqué dans les publications relatives à l'observation de la convection nuageuse, il est peu mentionné dans le monde des modèles de climat. A notre connaissance, ce mécanisme de déclenchement n'est pas représenté dans les modèles de circulation générale atmosphérique (GCM, Global Circulation Models). Les GCMs discrétisent la surface terrestre en mailles de taille caractéristique 200 km. Pour de tels modèles, aussi bien la convection profonde que les montagnes où apparaissent les vents anabatiques sont d'une échelle bien inférieure à la taille de la maille élémentaire. Leur représentation relève donc de modèles spécifiques : ce sont des paramétrisations physiques. L'un des objectifs de cette thèse est l'élaboration d'une paramétrisation des vents anabatiques pouvant être couplée à la paramétrisation de la convection utilisée dans le GCM du LMD (LMDZ4) afin d'y exprimer le déclenchement convectif.

1.2 Observation de déclenchements de la convection profonde

1.2.1 Archives en climatologie : Télédétection

Les observations in-situ de déclenchements de convection profonde sont difficiles à réaliser, puisque les déclenchements non-orographiques ont une distribution spatiale très dispersée et que les déclenchements orographiques ont lieu, par définition, dans des zones peu commodes d'accès. De ce fait, il a fallu attendre les années 70 et les données à haute résolution spatiale et temporelle de satellites géostationnaires pour analyser les phases de développement de convection nuageuse sur des zones de 1000 km de diamètre (Gibson and Vonder Haar, 1990), puis grâce au développement des techniques de "back-tracking" identifier précisément la trajectoire et l'intensité de chaque système convectif de méso-échelle Mathon et al. (2002), remonter ainsi à leurs lieux de naissance et, finalement, dresser des cartes de fréquence de naissance à l'échelle d'un continent.

1.2. Observation de déclenchements de la convection profonde

Corrélation entre topographie et convection profonde

De nombreux processus de déclenchement de convection ont été étudiés ou supposés : les thermiques de couche limite (Rio and Hourdin 2009), les hétérogénéités de température ou d'humidité de surface (Clark et al. 2004, Hanesiak et al. 2004, Taylor et al. 2010, Taylor and Ellis 2006), l'orographie, les ondes de gravité émises par la convection (Colby, 1984), les courants de densité. Dans tous ces processus, ceux liés au relief sont les seuls à provoquer des déclenchements à des positions géographiques fixes. Cette caractéristique en fait une cible privilégiée pour les études par observation satellite.

Colorado : Partant des observations du satellite GOES, Gibson and Vonder Haar (1990) ont réalisé une étude statistique à petite échelle sur un seul été analysant le lien entre l'orographie locale et la fréquence de naissance des orages. Ils montrent qu'il existe une forte corrélation des nuages avec les reliefs locaux, que l'occurrence de petits cumulus l'après midi précède l'orage, et que ceux-ci sont d'autant plus présents que la dénivellation du relief à petite échelle est accentuée.

Afrique de l'ouest : Rowell and Milford (1993) ont établi une carte de la densité de naissance des MCS et montré que les zones où le déclenchement est fréquent se situent près des zones montagneuses. Hodges and Thorncroft (1997) ont analysé huit ans de climatologie sur l'Afrique, par le projet International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP-Meteosat) . Quatre zones d'occurrence maximum se situent dans la bande de 0°N-20°N de l'Afrique : les hauts plateaux éthiopiens, le sud du Darfour, les régions du Cameroun et de Jos et les hauts reliefs de Guinée.

Hanesiak et al. (2004) montrent que les observations de développement de convection profonde au Canada sont compatibles avec l'hypothèse que le déclenchement est dû à des circulations à méso-échelle, induites par des vents anabatiques ou par des gradients d'humidité du sol.

1.2.2 Études de processus : Mesures in-situ

1.2.2.1 Conditions de déclenchement

L'idée générale est que le déclenchement de la convection profonde est dû à des processus d'ascendances sous-nuageuses, qui atteignent une énergie cinétique suffisante pour

1.2. Observation de déclenchements de la convection profonde

traverser la couche d'inversion située en sommet de couche limite.

Cette hypothèse est bien illustrée par l'observation de Glass and Carlson (1963) sur l'effet de l'inhibition sur l'extension verticale de la brise de vallée : ils observent une décélération brutale de la brise au niveau d'érosion, à la base de la couche d'inversion du sommet de la couche limite. Lorsque l'énergie cinétique de la brise est plus forte que l'inhibition, elle peut progressivement atteindre son niveau de convection libre et déclencher des processus aboutissant à la convection profonde. Les observations de Sun and Ogura (1979) qui mettent en évidence le mécanisme de soulèvement lié à la brise de mer : la convection commence lorsque l'air soulevé par la brise atteint son niveau de Convection Libre (LFC). Elle est confirmée par l'analyse de Colby (1984) d'un cas de convection profonde au Kansas. Il montre que la convection se déclenche dans la zone où l'inhibition convective¹ est minimum. La convection se déclenche lorsque l'énergie cinétique des courants verticaux de couche limite devient plus forte que l'inhibition convective. Des analyses plus formelles ont ensuite confirmé cette vision. Dans une simulation de convection apparaissant le long d'une "dry line" avec le modèle méso-échelle RAMS à 1 km de résolution, Ziegler et al. (1997) montrent que là où la convection nuageuse se développe, les courants ascendants sont d'énergie cinétique plus grande que l'inhibition convective. Ces courants sont d'échelle kilométrique. Enfin Mapes (2000) exprime le déclenchement de la convection en fonction de l'inhibition convective et de l'énergie cinétique des courants de couche limite qu'il baptise "énergie de déclenchement" (triggering energy).

1.2.2.2 Effet thermique de l'orographie

Les observations in-situ ne sont pas très fréquentes, mais elles apportent des informations directes sur l'évolution des brises de vallée.

Arizona : La campagne CuPIDO (In situ and Doppler Observation) a été conduite pendant la saison de mousson Américaine 2006 sur le mont Santa Catalina au sud de l'Arizona, avec pour objectif d'étudier la formation et l'évolution des nuages convectifs générés par l'effet thermique de l'orographie. Zehnder (2006) a montré les résul-

¹l'inhibition convective (CIN en Anglais) est le travail qu'effectuent les forces de flottabilité lorsqu'une particule soulevée adiabatiquement depuis le bas de la couche limite traverse la zone de flottabilité négative que constitue la couche d'inversion.

1.2. Observation de déclenchements de la convection profonde

tats d'une analyse de photos par photogrammétrie donnant les altitudes des thermiques nuageux aux alentours du sommet, qui permettent d'évaluer l'intensité de l'activité thermo-orographique de la montagne. L'analyse du 26 Juillet 2005, par vents synoptiques faibles, avec des mesures en vol près de la montagne a fourni les indications d'un renforcement progressif de la brise de vallée par échauffement et humidification de la couche de surface du mont, avant déclenchement d'un orage à 15h locales. Geerts et al. (2008) ont analysé la perturbation de la pression atmosphérique à partir des mesures des stations météorologiques à proximité, et ont calculé le forçage de vent anabatique par le flux sensible à la surface du relief et la fluctuation des champs de pression.

Afrique de l'Ouest :Diongue (2001), Diongue et al. (2002) ont étudié la variabilité de la mousson africaine par comparaison entre modèles (à méso-échelles emboîtées) et observations dans un cas de ligne de grains pendant la campagne HAPEX (Hydrologic Atmospheric Pilot Experiment). Ils montrent que le déclenchement de la convection dépend de trois facteurs : le forçage thermique orographique ; l'advection de la couche de mousson par le sud ; les courants de densité.

Cycle diurne L'importance de l'effet thermique orographique est l'hypothèse la plus vraisemblable pour expliquer les observations du cycle diurne du déclenchement des événements convectifs. Ainsi Gibson and Vonder Haar (1990) déjà cités trouvent un maximum de naissances vers 15h locales. Hodges and Thorncroft (1997) trouvent aussi que les déclenchements ont un maximum l'après midi.

1.2.2.3 Vents anabatiques

Ces observations révèlent un rôle important des effets thermiques du relief dans le déclenchement de la convection profonde. De façon plus précise, les diverses analyses sont compatibles avec l'hypothèse suivante :

L'élévation de température des pentes montagneuses, induite par le flux solaire qu'elles absorbent, provoque l'apparition de vents de pente ascendants (ou vents anabatiques ou encore brises de vallée). Ces vents induisent des circulations à méso-échelle. Le déclenchement de la convection survient lorsque les énergies cinétiques de ces circulations dépassent l'inhibition convective.

1.3. Modélisation des déclenchements dans un modèle de climat

Nous faisons donc l'hypothèse que les vents anabatiques constituent l'un des mécanismes importants de déclenchement de la convection profonde. Nous nous tournons maintenant vers la question de la modélisation de ces vents et de leur représentation dans des modèles de climat.

1.3 Modélisation des déclenchements dans un modèle de climat

On a dit au début de cette introduction l'importance des processus convectifs profonds dans les précipitations des zones tropicales et dans la redistribution de l'énergie solaire absorbée au sol et, par suite, dans la circulation atmosphérique. Leur représentation constitue un élément clef des modèles de climat.

1.3.1 Modèles de Circulation Générale Atmosphérique (GCM)

Un modèle de circulation générale atmosphérique calcule l'évolution temporelle des variables météorologiques (vent, humidité, température, pression) à partir des principes généraux de conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement et de la masse. Les GCM atmosphériques se composent de deux sous-modèles couplés : la "partie dynamique" et la "partie physique". La partie dynamique détermine la circulation générale, c'est-à-dire la pression au sol, les champs de vitesse, d'humidité et de température à l'échelle résolue par le modèle (100 km à 300 km), sur tout le globe. Le modèle mathématique de la partie dynamique est constitué des équations d'Euler, dans lesquelles figurent des termes source représentant l'effet des processus d'échelle non-résolue par le modèle. La partie physique est composée de "paramétrisations physiques", lesquelles ont pour but de représenter l'effet des processus d'échelle non résolue (e.g. couche limite, convection, échanges radiatifs, ...) sur les variables de grande échelle.

Ce découpage correspond à une hypothèse de séparation d'échelle. Elle est très évidente dans le cas des processus de couche limite ou de rayonnement, mais beaucoup moins évidente dans le cas de la convection profonde pour laquelle les enclumes et les courants de densité sont des objets qui peuvent être aussi bien d'échelle résolue que non-résolue.

1.3. Modélisation des déclenchements dans un modèle de climat

Néanmoins, on considère dans les modèles de climat que cette hypothèse de séparation d'échelle est valide dans tous les cas.

1.3.2 Représentation de la convection

Le constituant élémentaire de la convection profonde est le cumulonimbus, nuage de diamètre et de hauteur de l'ordre de 10 km. Il s'agit clairement d'un objet de taille très inférieure à la maille d'un modèle climatique, et dont la représentation doit faire l'objet d'une paramétrisation c'est-à-dire d'un modèle partiel (le schéma convectif) dont la fonction est de calculer l'effet des processus convectifs sur les variables d'état du GCM. La structure interne du schéma peut être très complexe (le schéma de Kerry Emanuel que nous utilisons dans LMDZ comporte plusieurs centaines de variables décrivant les divers courants convectifs), mais son action dans le modèle de climat se résume à son effet sur les variables d'état : chauffage, humidification et transport de quantité de mouvement. Ces contributions aux évolutions temporelles des diverses variables d'état s'appellent les tendances convectives.

La paramétrisation de la convection utilisée dans LMDZ comporte une version adaptée du schéma d'Emanuel (Emanuel, 1991, Emanuel and Zivkovic-Rothman 1999). Soulignons en quelques traits importants :

- ▣ Il s'agit d'un schéma en flux de masse ('Mass flux scheme', en anglais), c'est-à-dire que les flux de masse des courants convectifs sont explicitement calculés et que les tendances de température et d'humidité sont exprimées en fonction de ces flux.
- ▣ Toutes les tendances sont proportionnelles au flux de masse des courants ascendants à la base des nuages convectifs. La détermination de ce flux de masse M_B (exprimé en $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$) constitue ce que l'on appelle dans le jargon des modélisateurs la "fermeture" du schéma convectif. Décrire la vie d'un système convectif après sa naissance se ramène, dans cette représentation, à simuler l'évolution temporelle de M_B pendant sa vie.
- ▣ La détermination de la naissance et de la mort de la convection profonde constitue ce que les modélisateurs appellent le "déclenchement". C'est un problème distinct de la détermination de l'intensité de la convection. Nous allons y revenir dans un instant.
- ▣ Le schéma représente d'un côté les courants saturés (nuageux), en général ascen-

1.3. Modélisation des déclenchements dans un modèle de climat

dants, et, de l'autre, les courants descendants insaturés induits par l'évaporation des précipitations tombant en air clair. L'effet des courants saturés, censé représenter l'effet combiné des multiples colonnes convectives de toutes profondeurs et des enclumes, est principalement un effet de chauffage et d'assèchement de la troposphère libre. L'effet des courants insaturés est un effet de refroidissement, particulièrement fort sous la base du nuage où la totalité des précipitations se retrouve en air clair. Cette représentation des descentes insaturées est un élément essentiel du schéma d'Emanuel. En particulier, elle a permis de coupler ce schéma avec la paramétrisation des courants de densité de Grandpeix and Lafore (2010) et Grandpeix et al. (2010).

- Au schéma convectif proprement dit est maintenant couplée la paramétrisation des courants de densité.
- Les adaptations que nous avons apportées au schéma convectif portent essentiellement sur le déclenchement et la fermeture. Nous allons les décrire plus en détail, et particulièrement la partie concernant le déclenchement, puisqu'elle touche directement à l'objectif de cette thèse.

Nécessité de la paramétrisation

Les considérations précédentes expriment ce que l'on pourrait appeler la nécessité technique des paramétrisations : il existe des processus sous-maille et il faut représenter leurs effets sur les variables du modèle. On peut avoir une autre vision de la place des paramétrisations dans la modélisation climatique. Comme le montre la figure 1.2 les différentes échelles spatio-temporelles des phénomènes convectifs tropicaux interagissent. Il y a d'abord l'interaction la plus évidente et la plus connue allant des grandes vers les petites échelles, les premières modulant les secondes. Mais il y a aussi le processus inverse dans lequel les petites échelles agissent sur les processus à plus grande échelle (Hourdin, 2006). Slingo (2003) a démontré l'importance de représenter les processus de méso-échelle, par exemple les brises de mer et les ondes de gravité, dans un modèle de climat. L'absence de paramétrisation de ces processus peut causer des problèmes de bilan de chaleur et d'eau dans les circulations tropicale et globale. Citons aussi la perturbation des Ondes d'Est sur l'Afrique de l'Ouest par les systèmes convectifs qui les accompagnent, ou l'effet déclencheur des coups de vent d'ouest sur le phénomène

1.3. Modélisation des déclenchements dans un modèle de climat

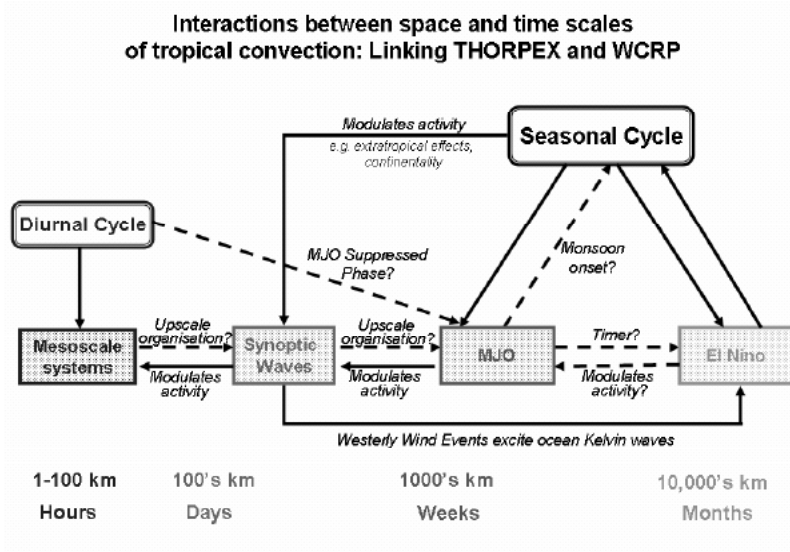


FIG. 1.2 – Caractéristique continue de la convection tropicale et des interactions entre différentes échelles spatio-temporelles, Workshop on the Organization and Maintenance of Tropical Convection and the Madden Julian Oscillation, 2006.

El Niño. Les mécanismes de déclenchement de la convection profonde constituent un exemple particulièrement clair de cette action des petites vers les grandes échelles : les processus de déclenchement se produisent à une échelle voisine de celle des courants dans les cumulus de couche limite, c'est-à-dire 100 m et 10 minutes ; ils déclenchent la formation de cumulonimbus d'échelle caractéristique 10 km et une heure, lesquels vont s'organiser en MCS d'échelle caractéristique 100km et quelques heures. Ainsi, le processus paramétré apparaît comme un acteur important dans la représentation de toutes les échelles spatio-temporelles.

1.3.3 Déclenchement et fermeture

Déclenchement : $ALE > CIN$ Les paramètres essentiels des conditions de déclenchement sont donnés dans la figure 1.3.

La partie "déclenchement et fermeture" du schéma convectif a pour but d'exprimer la possibilité de la convection profonde et son intensité. Dans les schémas fondés sur le quasi-équilibre entre la convection profonde et les conditions de grande échelle, le déclenchement et la fermeture sont simplement exprimés en fonction des variables de

1.3. Modélisation des déclenchements dans un modèle de climat

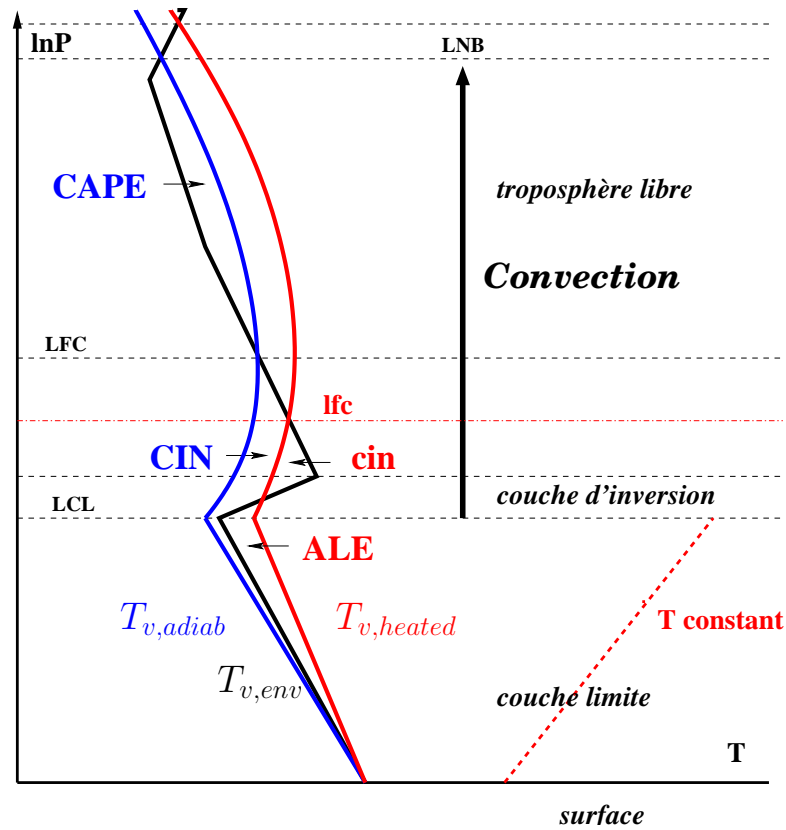


FIG. 1.3 – Schéma de déclenchement de la convection profonde : (Skew-T diagram). En abscisse inclinée : la température, en ordonnée : la pression en logarithme. ligne noire : la température virtuelle de l'environnement $T_{v,env}$; ligne bleu : la température virtuelle d'une particule montant adabatiqument $T_{v,adiab}$; ligne rouge : la température virtuelle d'une particule réchauffée par la source d'énergie de la brise de vallée $T_{v,heated}$. *LCL* (Lifted Condensation Level) est le niveau de la condensation ; *LFC* (Level of Free Convection) est le niveau où la flottabilité de la particule cesse d'être négative dans la couche d'inhibition ; La *CIN* (Convective Inhibition) correspond à la zone de flottabilité négative au-dessus du sommet de couche limite, la *CAPE* (Convective Available Potential Energy) est l'énergie potentielle associée à la zone de flottabilité positive dans la troposphère libre. La *ALE* (Available Lifting Energy) est l'énergie potentielle d'une particule soulevée associée à la zone de flottabilité positive en-dessous de la couche d'inversion. La convection est déclenchée lorsque $ALE > |CIN|$. Elle se développe alors éventuellement entre le niveau de condensation (la base des nuages) et le niveau où la particule rencontre de nouveau une flottabilité nulle *LNB* (Level of Neutral Buoyancy, approximativement le sommet de nuage) dans la troposphère libre.

1.3. Modélisation des déclenchements dans un modèle de climat

grande échelle (profils verticaux de température et d'humidité essentiellement). Sur les continents, l'inhibition peut être importante et on ne peut pas considérer que la convection est en quasi-équilibre avec la grande échelle : lorsque $|CIN| = 50$ J/kg par exemple, la convection profonde est impossible en l'absence de courants de densité ou d'un relief fournissant le soulèvement nécessaire pour vaincre cette inhibition. Pour représenter l'effet des processus de soulèvement sur la convection profonde, Grandpeix and Lafore (2010) ont introduit deux variables d'interface : l'énergie de soulèvement ($ALE =$ Available Lifting Energy) et la puissance de soulèvement ($ALP =$ Available Lifting Power). La nécessité d'utiliser au moins deux variables pour représenter les processus de soulèvement apparaît dans l'analogie avec une pompe alimentant un jet d'eau présentée dans la figure 1.4. Dans le cas de la pompe, il est clair que la capacité du jet à atteindre la hauteur désirée dépend uniquement de la vitesse du jet à la sortie du tuyau, alors que le débit dépend aussi de la puissance de la pompe. De façon analogue, le déclenchement convectif va être exprimé en fonction de l'énergie de soulèvement ALE (qui est de l'ordre de l'énergie cinétique massique, au niveau de condensation, des ascendances induites par les processus de soulèvement ; ALE s'exprime en J/kg) et l'intensité convective va être exprimée en fonction de la puissance de soulèvement ALP (en W/m^2). Mais, bien sûr, seule l'énergie de soulèvement nous intéresse ici.

Le critère de déclenchement proposé par Grandpeix and Lafore (2010) est : $ALE + CIN > 0$, où ALE est l'énergie cinétique maximale des ascendances induites par les processus sous-nuageux, cf figure 1.3. Ce critère s'applique de la même manière lorsque plusieurs processus de soulèvement sont en jeu : on associe au processus numéro k une énergie de soulèvement ALE_k et la ALE s'exprime par : $ALE = \max_k(ALE_k)$. L'utilisation de ce critère de déclenchement suppose qu'il n'y a qu'une valeur d'inhibition convective pour toutes les ascendances. Ceci n'est pas toujours évident et nous verrons en particulier que plusieurs inhibitions sont pertinentes pour les brises de vallée.

Cohérence de la formulation avec des analyses d'observations On a vu dans la section 1.2.2.1 que les analyses d'observations de déclenchement de convection profonde lié au relief font appel à l'idée que les écoulements meso-échelle engendrés par les vents anabatiques atteignent des vitesses verticales suffisantes pour vaincre l'inhibition convective. Cette image est très proche de celle correspondant à la formulation du dé-

1.3. Modélisation des déclenchements dans un modèle de climat

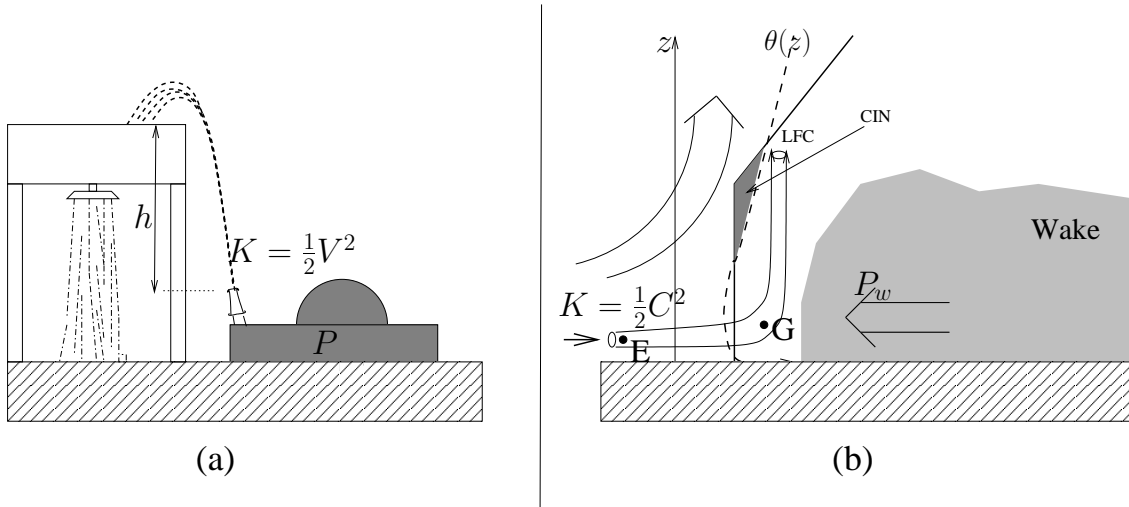


FIG. 1.4 – Analogie entre une pompe alimentant un jet d'eau et un courant de densité assurant le maintien de la convection profonde. (a) La pompe (puissance P) fournit un débit M avec une énergie cinétique K ; une fraction k (le rendement du moteur) de P est convertie en puissance du jet MK . La douche est déclenchée lorsque $K > gh$. Le débit est donné par $M = kP/K$. (b) Les courants de densité ("Wakes", en anglais, dans la figure) fournissent une puissance P_w et soulèvent l'air incident sur le front de rafales avec une énergie cinétique $K = (1/2)C^2$ (l'énergie de soulèvement ALE). Une fraction k_w de P_w est convertie en puissance des courants ascendants (la puissance de soulèvement ALP). La convection est déclenchée lorsque $K > |CIN|$. Le flux de masse M_B à la base du nuage est donné par : $M_B = k_w P_w / (2w_B^2 + |CIN|)$, qui est très semblable à la formule pour le jet, à l'exception du terme $2w_B^2$ au dénominateur qui représente l'énergie cinétique des courants ascendants au niveau de convection libre et l'effet de la dissipation. (extrait de Grandpeix and Lafore, 2010).

clenchement utilisée dans notre version adaptée du schéma d'Emanuel, à savoir que les processus sous-nuageux fournissent une énergie cinétique de soulèvement ALE et qu'il y a déclenchement lorsque $ALE + CIN > 0$. La différence principale réside dans l'absence des écoulements de méso-échelle dans la formulation en ALE. On peut cependant penser que les énergies cinétiques des écoulements à méso-échelle sont du même ordre de grandeur que les énergies cinétiques des vents anabatiques qui les ont fait naître. Ceci sera à vérifier au vu des résultats de simulation.

Nous supposons maintenant que l'énergie cinétique des vents anabatiques est un bon candidat pour l'énergie de soulèvement ALE et nous passons à une première approche de ce que peut être une paramétrisation d'une brise de vallée ou vent anabatique.

1.4. Une nouvelle paramétrisation : Déclenchement de la convection profonde par les vents anabatiques

1.4 Une nouvelle paramétrisation : Déclenchement de la convection profonde par les vents anabatiques

La source première de la brise est l'ensoleillement des terrains inclinés : l'écart de température entre la surface du sol chauffé par le soleil et l'air de l'environnement au même niveau induit un mouvement ascendant dans une couche, dont l'épaisseur est de l'ordre de 100 m (Hunt et al., 2003), qui constitue la brise de vallée. Les paramètres importants conditionnant les brises ont été déterminés par Whiteman and Allwine (1986) lors d'une analyse détaillée de l'ensoleillement local dans les Alpes méridionales de Nouvelle-Zélande. Ce sont : la pente et son rapport d'aspect, l'albedo de surface, la dénivellation, la nature du terrain (indice foliaire, humidité) — paramètres que nous prendrons globalement en compte. Par contre, des aspects plus fortement dépendants de la typologie fine des reliefs comme les ombres projetées et l'angle solide de vue du ciel demandent une topographie trop fine pour être envisagées dans ce travail. La nature du terrain concerne d'une manière générale le modèle de terrain du GCM et peut donc être pris en compte dans l'avenir (modèle ORCHIDÉE de sol végétalisé).

Plusieurs auteurs ont construit des modèles de vent anabatique, soit analytiques (Prandtl 1942, Hunt et al. 2003, Bastin and Drobinski 2005), soit discrétisés (modèle de type LES de Schumann, 1990). Les modèles analytiques considèrent une brise établie où la vitesse et l'épaisseur ne varient pas le long de la pente, et donc une brise qui ne change pas avec l'altitude. Ils ne peuvent donc pas représenter la sensibilité de la brise au structure thermo-dynamique de la couche limite, dont l'importance est pourtant soulignée par Whiteman and Allwine (1986). Pour la construction de notre modèle, nous allons utiliser les résultats des auteurs précédents et faire les mêmes approximations de l'écoulement laminaire, sauf que nous traiterons la brise depuis son état origine et non lorsqu'elle a atteint une vitesse constante.

En ce qui concerne les modèles discrétisés, citons Fedorovich and Shapiro (2009) qui ont étudié les écoulements anabatiques le long des pentes supérieures à 30 degrés par simulation numérique directe 3D (équations de Navier-Stokes) avec l'objectif de caractériser les grandes structures de l'écoulement pour les paramétrisations. Ils trouvent des écoulements quasi stationnaires avec des oscillations. Alors que nous n'envisageons pas de modélisation de la turbulence de petite échelle dans notre modèle de brise, les fluc-

1.4. Une nouvelle paramétrisation : Déclenchement de la convection profonde par les vents anabatiques

tuations et oscillations trouvées justifient un réglage possible de l'intensité de la brise dans nos paramétrisations, dans la mesure où ce sont les brises statistiquement les plus actives qui nous importent. Nous donnerons un calcul d'ordre de grandeur de ces effets aux chapitre II et III.

Enfin, pour ce qui concerne la compréhension des effets topographiques 3D, Rampanelli et al. (2004) ont effectués des simulations 2 et 3D de plateaux et de vallées. Ils montrent les effets de subsidence compensatoire à la brise ; on peut voir cependant que les isothermes de l'environnement des brises restent modérément affectées à proximité. Par suite, dans ce premier travail, nous considérerons que l'environnement de la brise est donné par la grande échelle du GCM.

Notre objectif en effet est non pas de développer une paramétrisation de la brise pour améliorer le modèle de couche limite atmosphérique, mais pour prendre en compte les effets topographiques sur le déclenchement de la convection, ce que nous abordons à présent.

Les observations en Arizona de Zehnder (2006) montrent qu'il existe des cas où le lien entre l'effet thermique de l'orographie de petite échelle et le déclenchement de la convection profonde est évident. Mais ces cas sont mêlés, dans les simulations GCM, à des cas où le déclenchement de la convection est favorisé par le relief de l'échelle résolue. Ainsi, dans les simulations effectuées avec le GCM LMDZ4 sans paramétrisation de l'effet thermique du relief sous-maille, on constate un maximum de déclenchement de la convection profonde sur les reliefs. Ceci est dû au fait que la CIN est minimale au-dessus des reliefs, par suite du soulèvement de grande échelle, ce qui facilite le déclenchement convectif. Le rôle d'une paramétrisation du déclenchement de la convection par l'orographie sous-maille sera donc plus facilement perceptible dans des cas bien particuliers. Il s'agira de cas où le soulèvement de grande échelle n'est pas trop fort, ce qui exclut les grands massifs montagneux, et où l'inhibition n'est pas trop faible, ce qui exclue les régions trop humides. On cherchera donc les effets de la nouvelle paramétrisation dans les zones arides au relief modéré. Par exemple, le plateau de Jos ou les montagnes de l'Air devraient être de bons candidats.

1.5 Organisation du manuscrit

Nous allons construire un modèle représentant l'évolution d'une brise de vallée depuis son origine jusqu'au sommet de la montagne, couplé avec un modèle de sol.

Au **chapitre II**, nous rassemblons les hypothèses nécessaires à la représentation mathématique du modèle de brise de vallée. Pour le faire, une analyse bibliographique est conduite en dégagant les principales caractéristiques de brise connues par observations ou par étude de modèles. Une fois le système assemblé, une analyse des ordres de grandeur en jeu permet de vérifier le réalisme du modèle et anticiper sa traduction numérique.

Le **chapitre III** consiste en une première implantation du modèle mathématique dans un logiciel permettant d'obtenir des simulations en régime dynamique du système couplé de brise-sol. Une analyse systématique des sensibilités linéaires du modèle aux principaux paramètres et caractéristiques de l'environnement est effectuée, qui permet de s'assurer de la pertinence du modèle numérique vis à vis du comportement physique attendu de la brise. Ces épreuves sont effectuées pour plusieurs valeurs de pente. Les paramètres retenus pour le GCM sont fixés et l'hypothèse de pente tournante évaluée. Le couplage de la brise avec la convection va être abordé au chapitre IV.

L'implantation du modèle de brise dans LMDZ4 fait l'objet du **chapitre IV**. Ce chapitre commence par un essai du modèle de brise dans le modèle unicolonne du GCM. Deux cas sont analysés : un premier cas d'école en équilibre radiatif-convectif, et le cas HAP-PEX de la collaboration sur la Mousson Africaine. Enfin, les résultats préliminaires en 3D sont illustrés en mode diagnostic sur la région AMMA, complétée par une analyse succincte des régions tropicales visées par notre modèle.

Nos conclusions et perspectives en **chapitre V** et les annexes terminent ce manuscrit.

Chapitre 2

Modélisation

Sommaire

2.1	Modèle de brise	22
2.1.1	Modèles existants	22
2.1.2	Observations de brises de vallée	24
2.1.3	Structure géométrique de brise	25
2.1.4	Caractéristiques géométriques du relief	29
2.1.5	Structure thermodynamique de brise	30
2.1.6	Interaction entre l'effet dynamique et thermique	31
2.1.7	Équations de bilan	32
2.1.8	Énergie, puissance et rendement	38
2.1.9	Oscillation	40
2.1.10	Temps caractéristique d'équilibre	44
2.2	Modèle couplé brise-sol	45
2.2.1	Aspect phase	45
2.2.2	Aspect rétroaction	45
2.2.3	Modèle de sol	46
2.2.4	Interface	47
2.2.5	Raccordement	50
2.3	Conclusion du chapitre	52

Charney, aux fondements de la notion de GCM a exprimé son point de vue profond sur la relation entre la Physique et le modèle : le modèle prolonge l'analyse théorique en permettant à la logique d'aller plus loin par réduction des difficultés mathématiques. On construit notre modèle de brise en suivant une logique physique qui doit nous conduire à expliquer un comportement du phénomène. Avec l'aide du modèle réalisé, on peut éprouver les hypothèses physiques retenues et vérifier qu'un comportement correct est obtenu : c'est ce qui fonde tout le sens de la paramétrisation¹.

2.1 Modèle de brise

Pour concevoir une paramétrisation, l'objectif est en premier ce qui détermine le cahier des charges ; ici, il s'agit de l'impact des vents anabatiques sur le déclenchement de la convection profonde. Une paramétrisation est une représentation grossière par rapport aux modèles finement maillés de la mécanique des fluides, mais qui doit avoir un contenu physique pertinent, c'est à dire ici que les conditions de grande échelle, résolues par le GCM, mais aussi les caractéristiques sous-maillages du relief sont les éléments auxquels elle doit réagir. Nous allons parcourir la littérature pour lister ces caractéristiques de brises de vallée, observées et modélisées, comme la structure géométrique et thermodynamique de brise, l'ordre de grandeur des variables thermodynamiques et de leur évolution journalière, l'importance des principaux paramètres etc. Après ce parcours bibliographique, nous donnerons une synthèse de ces différentes études qui concernent notre paramétrisation.

2.1.1 Modèles existants

1. Prandtl (1942) a fait le premier modèle 1D du vent anabatique/katabatique, à partir des équations de Boussinesq, hydrostatique. Il postule un écoulement laminaire fin (l'épaisseur est beaucoup plus faible que la hauteur de parcours) au long d'une

¹Charney : the modelisation is just an extension of normal theoretical analysis. "By reducing the mathematical difficulties involved in carrying a train of physical thought to its logical conclusion. The machine will give a greater scope to the making and testing of physical hypotheses."

2.1. Modèle de brise

pente réchauffée/refroidie uniformément. Une solution analytique peut alors être trouvée.

2. Mahrt (1982) a été cité dans de nombreux articles. Il a donné une analyse d'échelle du vent katabatique, et la solution d'équilibre (solution pour le cas laminaire) : par exemple pour des angles d'inclinaison de pente de 10° ($\sin 10^\circ = 0.17$) et une hauteur de 200m, l'ordre de grandeur de l'écart de température est de 3 K, la vitesse le long de la pente est de 2 m/s.
3. Hunt et al. (2003) ont étudié la brise par pente faible (0.1°) et présence de vent synoptique faible, à la fois en laboratoire et par modélisation. Ils ont montré les ordres de grandeur des vents anabatiques sur pente faible, avec des équations simplifiées de Boussinesq. Ils montrent de plus l'importance de l'inertie du terrain dans le prolongement de la brise en fin d'après-midi : un modèle de brise doit être couplé à un modèle de terrain.
4. Schumann et al. (1987), Schumann (1990) ont fait des simulations de type LES (Large Eddy Simulation) pour analyser une "UBL" (Up-slope Boundary Layer). Ils ont effectué des tests de sensibilité à l'inclinaison de la pente (de 2° à 90°) et à l'épaisseur de cette couche limite ascendante (cf Fig. 2.2).
5. Tian and Parker (2002), Tian and Parker (2003), ont en particulier analysé les ordres de grandeur de l'impact de l'orographie sur le soulèvement de l'inversion par les écoulements à méso-échelle de la Couche Limite Atmosphérique (CLA) avec un modèle à méso-échelle bidimensionnel. Ils donnent aussi un ordre de grandeur des écarts de température et de vitesse. Enfin ils mettent en évidence un effet de convergence au sommet du relief.
6. Barthlott et al. (2006) (projet VERTIKATOR, Vertical Exchange and Orography) ont comparé des simulations réalisées à l'aide d'un modèle méso-échelle à aire limitée avec des observations. Ils ont montré l'importance des vents de vallée dans le déclenchement de la convection profonde. En outre, la comparaison de simulations réalisées avec des résolutions horizontales différentes les amène à conclure que, en l'absence de paramétrisation de l'effet thermique du relief, une simulation conforme aux observations ne peut être obtenue qu'avec une résolution suffisamment fine.

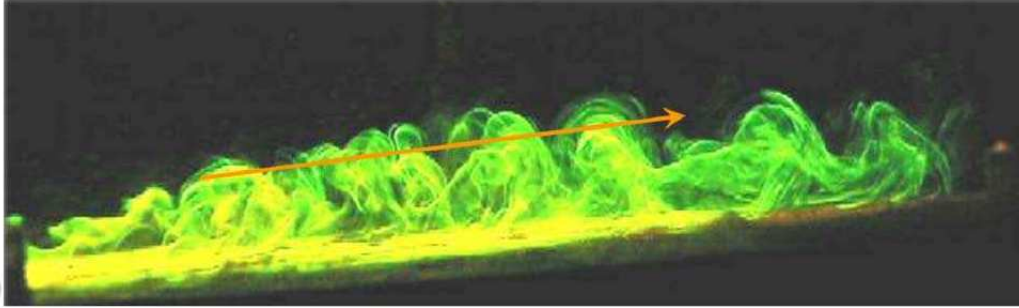


FIG. 2.1 – Expérimental visualisation (photographie) of convection above the sloped heated plate. Thermal blobs are sliding along the plate forming the mean upslope motion, extrait de Princevac and Fernando (2007).

2.1.2 Observations de brises de vallée

À cause de la complexité de terrain, les observations de brises de vallée sont rares, et l'effet de brise est difficile à extraire des divers facteurs d'influence. Pour tenter de rassembler suffisamment de caractéristiques, on regarde aussi les observations d'autre processus d'ascendances thermiques susceptibles d'enrichir notre compréhension des effets de brises en général.

1. Princevac and Fernando (2007) ont fait des expériences en laboratoire, et visualisent par exemple l'écoulement dans une couche limite thermique au long d'une pente chauffée uniformément (Fig2.1). La "brise" atmosphérique se forme pour des pentes supérieures à 0.1 degrés dès que le chauffage excède quelques centaines de W/m^2 . Le réchauffement de la pente crée des turbulences thermiques (blobs). L'effet de la flottabilité verticale et la force de pression horizontale sont à l'origine d'un mouvement ascendant qui reste collé le long de la pente. Le transport d'énergie longitudinal est le fait des rouleaux thermiques.
2. Brise de mer : il s'agit d'un phénomène analogue à la brise de vallée et dont les caractéristiques pourraient compléter notre étude des effets thermiques de terrain. Et il existe peu d'observations continues qui informeraient la structure thermodynamique à haute résolution de brise de vallée, informations pourtant importantes pour passer d'un processus physique à un modèle mathématique (à part quelques mesures par les stations météorologiques, à Karlsruhe et en Arizona). Alors que les observations de brises de mer sont nombreuses, utilisant des radars Doppler,

2.1. Modèle de brise

des Lidars, de la photogrammétrie, dispositifs qui peuvent être installés en ligne perpendiculairement au front de mer, plus facilement que sur les reliefs. Comme il s'agit aussi de processus thermiques, on peut tirer des informations communes, par exemple sur le cycle diurne, son effet sur la couche limite atmosphérique, sur le mécanisme de déclenchement de la convection et sur l'influence du vent synoptique sur les brises. Dans Atkins and Wakimoto (1997) figure une analyse de la structure verticale des écoulements et du profil du vent de brise de mer. Elle montre que la zone de déclenchement des cumulus se situe dans la partie ascendante de la ligne de brise. Le maximum de vitesse verticale apparaît dans l'après-midi. On observe aussi des rouleaux de thermiques de couche limite, en interaction avec la brise de mer, rendant le front de brise plus haut à l'intersection de deux rouleaux ascendants — (instruments : photogrammétrie et stations météorologiques, radar). L'interaction de la brise avec la Couche Limite Atmosphérique (*CLA*) se produit de deux façons :

- (a) verticalement, la brise approfondit localement la *CLA* ;
- (b) horizontalement, la brise interagit avec les cellules convectives et rouleaux de la *CLA* ;

Le cycle diurne de la brise de mer est décalé par rapport à celui des rouleaux : les thermiques de la *CLA* diminuent en fin d'après-midi, alors que la brise de mer est encore en train de se renforcer.

2.1.3 Structure géométrique de brise

La figure 2.3 illustre le processus de brise dans notre modèle tel que cette analyse bibliographique nous la fait imaginer. Dans la journée, l'ensoleillement réchauffe la surface de la montagne, les flux turbulents à la surface (flux sensibles et latents) se déclenchent quand le nombre de Rayleigh dépasse une valeur critique. Ces flux créent une couche limite thermique de surface le long de la pente, où les gradients de température et de quantité de mouvement se manifestent. L'écart de la température virtuelle entre cette couche de surface et l'environnement engendre une flottabilité. L'ensemble de l'effet de la flottabilité verticale et de la force de pression horizontale fait que la brise monte en

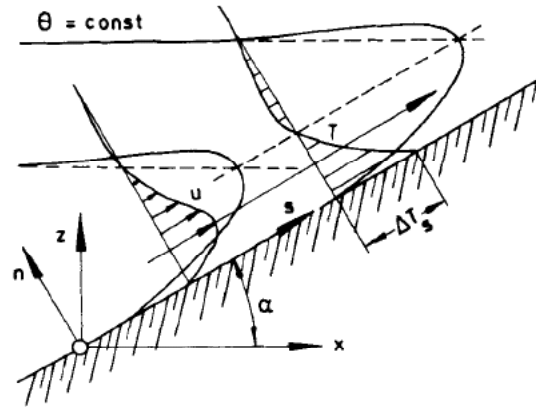


Figure 1. The velocity and temperature anomaly profiles for an up-slope boundary layer at a slope with angle α in a linearly stratified environment. The curves represent Prandtl's exact solutions for laminar flow.

637

FIG. 2.2 – Les coordonnées de température et de vitesse sont parallèles à la pente, celle de la température potentielle θ est verticale. extrait de Schumann (1990).

restant collée à la pente : la brise est un écoulement d'épaisseur faible devant celle de la couche limite de vitesse. Au bas de la pente, l'accélération induit un entraînement de l'air de l'environnement. Une fois que la brise atteint le sommet de la montagne, on suppose qu'un effet de convergence entre les diverses pentes du mont intervient et qu'alors sa direction devient verticale. Si l'énergie cinétique accumulée dans la brise est capable de vaincre l'inhibition de l'inversion, la convection peut se développer dans la troposphère libre. Dans le cas où la brise atteint son niveau de condensation avant le sommet de montagne, la chaleur latente libérée par le condensation augmente brutalement la flottabilité de brise, l'équilibre entre la force de pression et celle de la flottabilité disparaît, la brise décolle de la surface, monte verticalement et se transforme en ascendance gazi-adiabatique.

Cette vision simpliste de la brise semble raisonnablement compatible avec les connaissances pratiques accumulées par observation et modélisation : c'est cette image physique que nous adoptons pour élaborer le modèle mathématique que nous allons à présent décrire.

1. Ascendance individuelle

Ce modèle représente un panache entraînant individuel, pour la raison que la va-

2.1. Modèle de brise

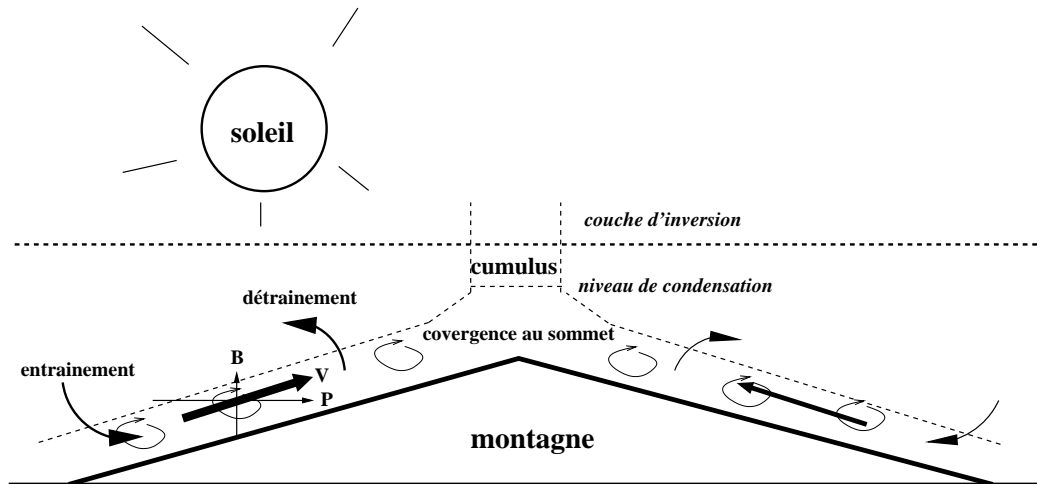


FIG. 2.3 – Le schéma de brise de vallée, B est la force de la flottabilité, P est la force de pression, V est le vent au long de la pente.

riable qui nous intéresse pour le déclenchement est la vitesse verticale de la partie d'ascendance de la brise. On néglige l'effet rétroactif de subsidence dans l'environnement induit par l'ascendance. Comme exemple d'effet orographique dont nous ne tenons pas compte, la figure 2.4 illustre la naissance d'une onde de gravité par l'effet thermique et/ou orographique de relief ; ce phénomène de l'onde de gravité a suscité beaucoup d'attention pour les chercheurs qui s'intéressent à l'effet des thermiques sur la couche limite atmosphérique. Par le même principe dans notre paramétrisation, il ne s'agit ni de rouleaux thermiques de CLA ni d'ondes de gravité orographiques, ce qu'on cherche est dans la partie en amont de ces phénomènes, un vent issu de pentes qui contient un maximum d'énergie cinétique susceptible de déclencher la convection troposphérique.

2. *Largeur de brise constante*

On suppose que la largeur de brise efficace est l'épaisseur de la couche de surface sur les reliefs. Les études de mécanique de fluide (Schumann, 1990; Princevac and Fernando, 2007; Veronis, 1970), basées sur l'expérience de laboratoire, l'observation météorologique et des modèles physiques simplifiés ont montré une anti-corrélation entre l'angle d'inclinaison de la pente et l'épaisseur de la couche de surface. Dans les mesures de Schumann (1990), l'épaisseur de la couche limite est de l'ordre de 100m. Dans l'article de Mahrt, une liste des grandeurs

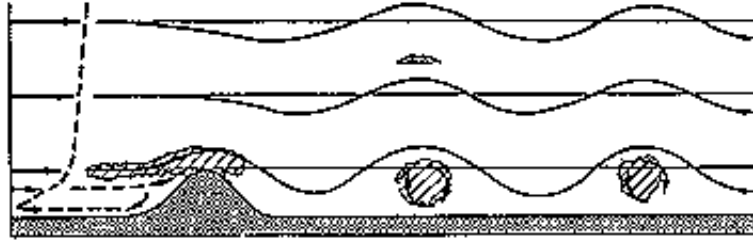


Figure 2. Schematic of gravity wave airflows lee of a mountain range. Dashed line on left indicates vertical profile of horizontal wind speed. [From Atkinson, (1981), after Förling, (1949).]

FIG. 2.4 – Schéma de l’onde de gravité, extrait de Atkinson (1981).

de différentes sources d’observations de vents katabatiques, en moyenne, elles donnent une épaisseur de la couche de surface de quelques mètres jusqu’à 45m ; les couches de vent katabatiques sont par nature moins épaisses que les brises ascendantes. Ça nous donne des indices pour calibrer les paramètres de notre modèle.

Nous avons pris cette largeur ou épaisseur de brise constante, et l’avons également fixée à 100 m. Il s’agit néanmoins d’un paramètre incertain de notre modèle.

3. Inclinaison de la pente et mouvements d’origine thermique

Princevac and Fernando (2007) disent que le mouvement dans une surface horizontale échauffée est vertical par l’effet de la flottabilité, mais dès qu’il y a une inclinaison même faible (la valeur critique est de 0.1° , obtenue par des expériences) l’effet de la force de pression horizontale va recoller le mouvement le long de la pente.

La proportion entre la force de flottabilité B et la force de la pression horizontale P détermine si le mouvement suit la pente ou décolle et monte en convection libre, plus cette proportion est grande, plus la brise facilement décolle de la pente.

$$\frac{B}{P} \sim \left(\frac{Ra_c}{c_1^4}\right) \frac{Pr}{\beta} \quad (2.1)$$

Ra_c est un nombre de Rayleigh critique indépendant de la pente : $Ra_c = \frac{g\alpha\Delta T \mathcal{D}^3}{\nu\kappa}$,

2.1. Modèle de brise

ΔT est l'écart de température entre le thermique et l'environnement, D est la valeur limite de l'épaisseur de la couche thermique au-dessus de la surface, α est la coefficient d'expansion thermique, ν la viscosité cinématique, κ la diffusivité thermique ; c_1 est une constante de l'ordre de 1, Pr est le nombre de Prandtl, il est fonction du fluide et pour l'air, la valeur moyenne est de 0.7, β est l'inclinaison de la pente (faible : $\sin \beta \approx \beta$).

Ce rapport B/P décroît avec l'inclinaison de la pente : plus β est faible, plus la brise a tendance décoller (dans le cas de la surface horizontale, le thermique monte verticalement). Quand l'inclinaison de la pente est fixée, cette proportion dépend du nombre de Rayleigh critique, qui est en fonction croissante de l'écart de température entre le thermique et son environnement ΔT . Il semble toutefois difficile d'établir un tel nombre de Rayleigh de décollement dans un modèle, et les auteurs le déterminent à partir des mesures.

2.1.4 Caractéristiques géométriques du relief

Il semble hors de portée d'une paramétrisation a priori d'envisager de multiplier des modèles de pentes respectant les caractéristiques sous-maille du terrain à fine échelle, ou du moins on espère ne pas être obligés d'en arriver là et devoir calculer les ombres portées etc dans un GCM. Le problème se pose de comment choisir des caractéristiques géométriques du relief qui correspondent à un maximum réaliste de l'énergie cinétique. On s'intéresse spécialement à trois facteurs principaux : la hauteur, l'angle d'inclinaison et l'orientation de la pente.

Hauteur Comme il s'agit d'écoulements sur une échelle de quelques kilomètres, on a pris le maximum d'altitude relative dans le maille du GCM comme le premier facteur de choix. Le raison est basée sur l'observation que plus la montagne est élevée, plus la brise a de chance d'atteindre son niveau de condensation. Il s'agit d'une première estimation qui peut évoluer à l'avenir.

Angle d'inclinaison Malgré l'importance du rôle de l'inclinaison de pente dans le modèle (dans la Chapitre III, trouvé comme nous le montrerons par les épreuves de

sensibilité), il est difficile de trouver la combinaison de hauteur et d'angle d'inclinaison de la pente qui donne un maximum d'énergie cinétique à partir des données de l'orographie. On fixe une valeur globalement pour toutes les pentes. Comme on utilise les données de dénivellation, si on prend une pente trop importante par rapport à la réalité, la longueur de la pente, qui fournit l'énergie va être sous-estimée. Dans notre simulation, la valeur de l'inclinaison de la pente est fixée à 10° .

Orientation L'orientation des pentes complique le problème, car pour chaque mont il faudrait accumuler sur le cycle diurne l'ensoleillement dans le sol. Pour bénéficier du maximum d'ensoleillement, en considérant l'effet d'inertie du sol, on a gardé la même surface de montagne, soit une pente restant face au soleil (pente tournante). On prétend ainsi prendre en compte une sorte de brise moyenne ayant les caractéristiques des brises les plus actives de la maille.

2.1.5 Structure thermodynamique de brise

2.1.5.1 Processus sec et humide

Dans le modèle, le processus de brise est divisé par le niveau de condensation. La partie sèche est diabatique, il y a entraînement, réchauffement et humification par le flux à la surface (au long de la pente). La partie saturée est traitée adiabatiquement.

1. Les équations de bilan de brise sèche sont décrites dans la section 2.1.7.
2. La température de brise dans le processus adiabatique saturé est calculé par la conservation de l'énergie statique humide $h = c_p T + L_v q_{sat} + gz$, l'explication de l'algorithme est dans l'Appendice. Connaissant la température, on peut calculer la vitesse verticale par la relation entre l'énergie cinétique est l'énergie potentielle : $\Delta \mathcal{E}_k = \mathcal{E}_p$. \mathcal{E}_k est l'énergie cinétique, \mathcal{E}_p est l'énergie potentielle, $\Delta \mathcal{E}_k = w_2^2 - w_1^2$, $\mathcal{E}_p = \int_{z_1}^{z_2} \mathcal{B} dz = g \int_{z_1}^{z_2} \frac{T_v - \bar{T}_v}{\bar{T}_v} dz$.

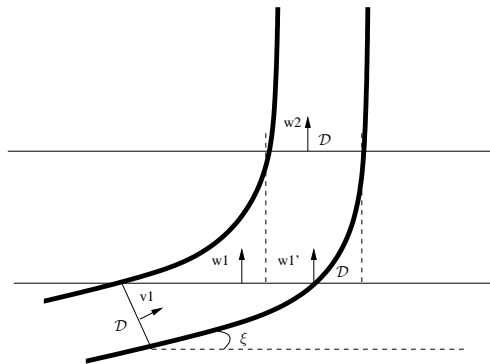
Dans le cas où le niveau de condensation est plus bas que le sommet de montagne, on considère qu'elle décolle de la surface de relief, monte verticalement, car dans l'analyse de Princevac et Fernando (2007), quand la pente ne change pas, le chance de décollage

2.1. Modèle de brise

dépend du nombre de Rayleigh, qui est en fonction croissante de l'écart de température entre le thermique et son environnement. L'effet des flux de surface contribuant à la flottabilité de brise disparaît alors au profit de l'effet de chaleur latente.

La détermination de brise au niveau de condensation (LCL), au niveau de la convection libre (LFC) et en processus adiabatique humide est décrit dans Annexe A.4, A.6 et A.5.

2.1.5.2 Convergence au sommet du relief



Au dessus du sommet de relief, l'effet de convergence qui est du à la symétrie de brise change sa direction, du long de la pente à la verticale, comme dans les résultats de Tian and Parker (2003) cités plus haut. La quantité de mouvement est conservée dans cette transition²

Les équations de conservation restent les mêmes, car dans la partie de brise au long du relief, ξ n'intervient dans les équations de conservation que par le terme des flux sensible et latent, et le frottement par ν ; au dessus du relief, ξ n'intervient plus .

2.1.6 Interaction entre l'effet dynamique et thermique

Le mouvement d'ascension provoqué par l'écoulement d'air rencontrant un obstacle orographique est dans le cadre de l'effet dynamique que Lott and Miller (1997) ont étudié et mis en place dans le GCM du LMD.

²Dans la couche intermédiaire où se trouve le sommet du relief, on change la géométrie de la maille de parallélogramme à rectangulaire, en conservant le flux de masse : $v_1 D = w_1 \mathcal{D} / \sin \xi = w'_1 \mathcal{D}$, $w'_1 = v_1$.

L'interaction de ce mouvement d'ascension avec le vent anabatique n'est pas considéré dans notre paramétrisation : on suppose dans ce premier travail que ces effets sont à considérer après le succès éventuel de cette paramétrisation purement thermique. Il s'agit d'un problème qui combine les effets statistiques thermiques et orographiques et qui dépasse largement le cadre de notre travail.

2.1.7 Équations de bilan

2.1.7.1 Équation différentielle générale

On peut rassembler les équations de conservation de notre modèle dans le système suivant

$$\begin{cases} \nabla \cdot \vec{v} = 0 \\ \frac{\partial \psi}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \psi = \mathcal{A} \end{cases} \quad (2.2)$$

où \vec{v} est la vitesse, ψ est la grandeur conservative, qui dans notre modèle est soit la vitesse au long de la pente v , soit la température potentielle θ ou l'humidité spécifique q ; $(\vec{v} \cdot \nabla) \psi$ est le terme d'advection, \mathcal{A} est le terme source.

On néglige l'échange turbulent latéral avec l'environnement.

La maille élémentaire du modèle est montrée dans Fig2.5. On garde l'horizontalité des niveaux du GCM car ils correspondent aux niveaux iso-barres. Les mailles étant alignées à la pente, on obtient la forme de parallélogramme de la figure.

Le bilan de masse $\nabla \cdot \vec{v} = 0$ s'écrit : $b\mu = a\partial w$,

$$\mu = \frac{\partial w}{\partial z} \mathcal{D}$$

On écrit **le terme d'advection** $(\vec{v} \cdot \nabla) \psi$ en volumes finis $\frac{\delta \psi}{\mathcal{D}}$ dans la sens perpendiculaire à la pente, en gradient $\frac{\partial \psi}{\partial z}$ dans le sens parallèle à la pente :

$$(\vec{v} \cdot \nabla) \psi = \mu \frac{\delta \psi}{\mathcal{D}} + w \frac{\partial \psi}{\partial z}$$

2.1. Modèle de brise

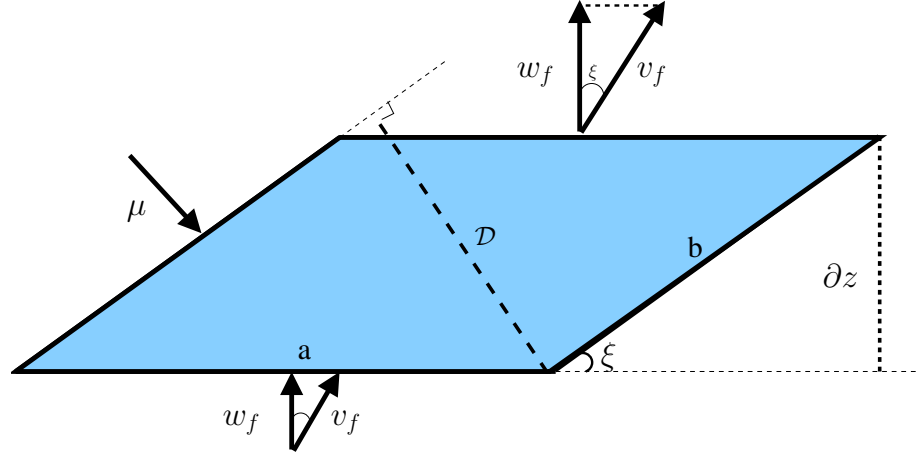


FIG. 2.5 – Schéma d'une maille de brise. ξ est l'angle d'inclinaison de la pente, \mathcal{D} est l'épaisseur de la couche de brise, $b = \delta z / \sin \xi$, $a = \mathcal{D} / \sin \xi$. w est la vitesse verticale, v est la vitesse au long de la pente, f signifie la limite de maille ou l'interface entre deux mailles, μ est la composante de vitesse d'entraînement non turbulent perpendiculaire à la pente.

ce qui, utilisant la conservation du flux de masse permet de remplacer l'entraînement, pour obtenir

$$(\vec{v} \cdot \nabla) \psi = \frac{\partial w}{\partial z} \mathcal{D} \frac{\psi - \bar{\psi}}{\mathcal{D}} + w \frac{\partial \psi}{\partial z}$$

où $\bar{\psi}$ est la valeur de ψ de l'environnement. Ou, en recombinaison des termes :

$$\boxed{(\vec{v} \cdot \nabla) \psi = \frac{\partial w \psi}{\partial z} - \bar{\psi} \frac{\partial w}{\partial z}}$$

2.1.7.2 Bilan de la quantité de mouvement

Dans Mahrt (1982), le bilan de la quantité de mouvement s'écrit suivant deux directions, parallèle à la pente \vec{s} , et perpendiculaire à la pente \vec{n} , correspondant aux vitesses v et μ ,

$$\begin{cases} \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial s} + g \frac{\delta \theta}{\theta} \sin \xi + f v - \frac{\partial v' \mu'}{\partial n} \\ \frac{d\mu}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial n} - g \frac{\delta \theta}{\theta} \cos \xi \end{cases} \quad (2.3)$$

Dans ce système, $\delta\theta$ est l'écart de température de l'air entre la couche de brise et l'environnement de même niveau, $g\frac{\delta\theta}{\theta}\sin\xi$ est la force de flottabilité au long de la pente, $f\nu$ est la force de Coriolis, mais à l'échelle des écoulements de la brise, celle-ci est négligeable. On ne considère qu'une seule épaisseur, et le terme de flux de turbulent $\frac{\partial \overline{v'\mu'}}{\partial n}$ est lié au seul frottement à la surface. Le terme $-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p'}{\partial n}$ est la force du gradient de pression perpendiculaire à la pente, $p' = p - \bar{p}$; dans le cas où la longueur de l'écoulement fluide longitudinal est beaucoup plus importante que son épaisseur, on peut faire l'approximation hydrostatique (la force de pression est en équilibre avec la force gravitationnelle) dans l'équation du mouvement perpendiculaire à la pente : $-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p'}{\partial n} = g\frac{\delta\theta}{\theta}\cos\xi$, et négliger la force du gradient de pression au long de la pente $-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p'}{\partial s}$, comme le montre l'analyse d'ordre de grandeur ci-dessous :

Analyse d'échelle L'analyse d'échelle est indispensable dans la modélisation atmosphérique, Holton (1992) dit que l'élimination des termes à partir de leur importance d'échelle non seulement permet de simplifier le système, mais aussi sert à filtrer les mouvement non-essentiels pour nos études en météorologie ou en climatologie. Elle donne de plus des indications précieuses pour estimer les problèmes numériques sous-jacents et aiguiller vers les méthodes numériques appropriées.

Équilibre hydrostatique

Par définition, l'état d'équilibre hydrostatique est atteint lorsque la force de gravitation est contrebalancée par la force de gradient de pression.

Faisons l'analyse d'échelle du système de brise, définissons L comme l'échelle de longueur de pente, H comme l'échelle de l'épaisseur de la couche de brise, U comme l'échelle de la vitesse au long de la pente ; par la conservation de flux de masse, l'échelle de la vitesse perpendiculaire à la pente μ peut être estimée en UH/L ; on estime l'échelle lagrangienne du temps en L/U ,

$$O\left(\frac{dv}{dt}\right) = \frac{U}{L/U} = U^2/L, \quad O\left(\frac{d\mu}{dt}\right) = \frac{UH}{L^2/U} = U^2H/L^2,$$

la source de l'accélération vient de la flottabilité : $O\left(\frac{dv}{dt}\right) \leq g\frac{\delta\theta}{\theta}\sin\xi$,

2.1. Modèle de brise

$$O\left(\frac{dv}{dt}\right) = U^2/L, \text{ donne } U \leq \left(g \frac{\delta\theta}{\theta} \sin \xi L\right)^{1/2}, \text{ donne } O\left(\frac{d\mu}{dt}\right) = U^2 H/L^2 \leq g \frac{\delta\theta}{\theta} \sin \xi H/L,$$

$$O\left(\frac{d\mu}{dt}\right)/O\left(g \frac{\delta\theta}{\theta} \cos \xi\right) = \left(g \frac{\delta\theta}{\theta} \sin \xi H/L\right)/\left(g \frac{\delta\theta}{\theta} \cos \xi\right) = \frac{H}{L} \tan \xi$$

dans le cas où la longueur de pente est beaucoup plus grande que l'épaisseur de brise $H/L \ll 1$, et/ou la pente est très faible $\tan \xi \sim 0$, $\frac{H}{L} \tan \xi \sim 0$, soit $O\left(\frac{d\mu}{dt}\right) \sim 0$, dans l'équation 2.3 :

$$O\left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial n}\right) \simeq O\left(g \frac{\delta\theta}{\theta} \cos \xi\right)$$

Ainsi dans la direction perpendiculaire à la pente, la compression due à la gravité est balancée par la force du gradient de pression, le système est approximativement en équilibre hydrostatique.

Force du gradient de pression le long de la pente

À la limite en contact avec l'environnement et à la surface horizontale,

$$p' = 0, O\left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial s}\right)/O\left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial n}\right) = \frac{H}{L}, \left(g \frac{\delta\theta}{\theta} \sin \xi\right)/\left(g \frac{\delta\theta}{\theta} \cos \xi\right) = \tan \xi, O\left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial n}\right) \simeq g \frac{\delta\theta}{\theta} \cos \xi,$$

$$O\left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial s}\right)/O\left(g \frac{\delta\theta}{\theta} \sin \xi\right) = \frac{H \cos \xi}{L \sin \xi} = \frac{H}{\Delta z} \cos \xi$$

dans le cas où la hauteur de montagne est beaucoup plus importante que l'épaisseur de brise $H/\Delta z \ll 1$, $\cos \xi \leq 1$,

$$O\left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial s}\right)/O\left(g \frac{\delta\theta}{\theta} \sin \xi\right) \ll 1$$

Dans l'équation du mouvement parallèle à la pente, on peut donc négliger la force du gradient de pression $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial s}$ par rapport la force de flottabilité $g \frac{\delta\theta}{\theta} \sin \xi$.

Force de friction

la force de friction peut s'écrire en $\frac{\partial \overline{v'\mu'}}{\partial n} \simeq c_d |v| v \sigma$, où c_d est le coefficient turbulent d'échange entre la surface et l'air, σ est la fraction de surface, égale à la longueur de la surface dans la maille divisée par le volume : $O(\sigma) = L/(HL) = 1/H$, $O\left(\frac{\partial \overline{v'\mu'}}{\partial n}\right) = c_d U^2/H$, $O\left(\frac{dv}{dt}\right) = \frac{U}{L/U} = U^2/L$, soit :

$$O\left(\frac{\partial \overline{v'\mu'}}{\partial n}\right)/O\left(\frac{dv}{dt}\right) = \frac{c_d U^2/H}{U^2/L} = c_d \frac{L}{H}$$

2.1. Modèle de brise

L'échelle de c_d est $O(10^{-3})$, l'échelle de L/H est $O(10^1)$, et l'échelle de $c_d \frac{L}{H}$ est $O(10^{-2})$,

$$\boxed{O\left(\frac{\partial \overline{v' \mu'}}{\partial n}\right) / O\left(\frac{dv}{dt}\right) \sim 0}$$

le terme de friction $\frac{\partial \overline{v' \mu'}}{\partial n}$ est négligeable par rapport au terme de flottabilité. Nous avons cependant conservé ce terme dans la modélisation dynamique pour en estimer l'importance et conserver la symétrie entre les équations de moment et d'énergie. Il est de plus souhaitable d'avoir des données de terrain pour vérifier que la formule standard du Cdrag s'applique à cette échelle avec ces valeurs déterminées pour les grandes mailles de GCM.

L'équation 2.3 est simplifiée en :

$$\frac{dv}{dt} = g \sin \xi \frac{\delta \theta}{\theta} - c_d |v| v \sigma$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) v = g \sin \xi \frac{\delta \theta}{\theta} - c_d |v| v \sigma$$

et avec $(\vec{v} \cdot \nabla) v = \frac{\partial w v}{\partial z} - \bar{v} \frac{\partial w}{\partial z}$, on obtient finalement :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial w v}{\partial z} - \bar{v} \frac{\partial w}{\partial z} = g \sin \xi \frac{\delta \theta}{\theta} - c_d |v| v \sigma$$

où \bar{v} est la vitesse longitudinale dans l'environnement que l'on prendra classiquement nulle ; elle pourrait représenter des vents de vallées non résolus par la grande échelle ; g est l'accélération de la pesanteur. σ est la fraction de surface, égale à la longueur de la surface dans la maille divisée par le volume : $\sigma = 1/\mathcal{D}$, est le facteur géométrique.

Le terme d'advection $(\vec{v} \cdot \nabla) \psi = \frac{\partial w \psi}{\partial z} - \bar{\psi} \frac{\partial w}{\partial z}$ est écrit en w , on change la vitesse v en w , avec $v = w / \sin \xi$,³

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial w w}{\partial z} - \bar{w} \frac{\partial w}{\partial z} = g \sin \xi \frac{\delta \theta}{\theta} \sin \xi - c_d |v| w \sigma$$

³Dans la Fig.2.5, pour v au milieu de la maille, $v = w / \sin \xi$; pour v aux faces horizontales de la maille : $v'_f \mathcal{D} = w_f \mathcal{D} / \sin \xi$, la valeur moyenne de v_f égale $w_f \sin \xi$, soit $v_f = v'_f$.

2.1. Modèle de brise

Finalement, pour considérer l'effet de l'humidité dans la flottabilité, le terme $\frac{\delta\theta}{\bar{\theta}}$ dans l'équation devient $\frac{\delta T_v}{\bar{T}_v}$, T_v est la température virtuelle,

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial w^2}{\partial z} - \bar{w} \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{g(T_v - \bar{T}_v)}{\bar{T}_v} \sin^2 \xi - c_d |v| w \sigma$$

La source de w : $\dot{\mathcal{A}}_w = \mathcal{B} - Fr$, la flottabilité $\mathcal{B} = \frac{g(T_v - \bar{T}_v)}{\bar{T}_v} \sin^2 \xi$ est ainsi dépendante de la pente en $\sin^2 \xi$, la friction $Fr = c_d |v| w \sigma$.

2.1.7.3 Bilan d'enthalpie

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \theta = \dot{\mathcal{A}}_\theta$$

la source d'enthalpie vient du flux sensible échangé avec la surface :

$\dot{\mathcal{A}}_\theta = C_d |v| (\theta_s - \theta) \sigma$, et alors

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial w \theta}{\partial z} - \bar{\theta} \frac{\partial w}{\partial z} = C_d |v| (\theta_s - \theta) \sigma$$

où θ est la température potentielle, $\bar{\theta}$ est la température potentielle de l'environnement, θ_s la température potentielle de la surface du relief.

2.1.7.4 Bilan d'eau

$$\frac{\partial q}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) q = \dot{\mathcal{A}}_q$$

la source d'humidité de brise vient du flux d'évaporation $\dot{\mathcal{A}}_q = \beta C_d |v| [q_{sat}(T_s) - q] \sigma$,

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial w q}{\partial z} - \bar{q} \frac{\partial w}{\partial z} = \beta C_d |v| [q_{sat}(T_s) - q] \sigma$$

β est l'efficacité d'évaporation, ou coefficient d'aridité, $\beta = \frac{\wp_r}{\wp_p}$, \wp_r est l'évaporation réelle, \wp_p est l'évaporation potentielle, β dépend de l'humidité du sol.

2.1.8 Énergie, puissance et rendement

Une question à priori intéressante consiste à se demander quel rendement thermodynamique peut être associé à un vent anabatique. Elle permet de plus d'estimer grossièrement, sans mettre en oeuvre le modèle numérique dans le GCM, l'énergie cinétique disponible dans chaque maille. C'est ce que nous effectuons ici de manière analytique approchée.

On a l'équation de la quantité de mouvement $\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v v}{\partial s} - \bar{v} \frac{\partial v}{\partial s} = g \sin \xi \frac{\delta \theta}{\bar{\theta}} - c_d |v| v \sigma$,

dans le cas $\bar{v} = 0$, si on néglige la friction $c_d |v| v \sigma$, et on a à l'état d'équilibre $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$,

On défini ici L comme l'échelle de longueur de pente, H comme l'échelle de l'épaisseur de la couche de brise, Δz comme l'échelle de l'hauteur de montagne, $L \sin \xi = \Delta z$, ξ est l'angle d'inclinaison de la pente, U comme l'échelle de la vitesse au long de la pente, σ est la fraction de surface, égale à la longueur de la surface dans la maille divisée par le volume : $\sigma = 1/\mathcal{D}$.

$O\left(\frac{\partial v v}{\partial s}\right) = U^2/L = g \sin \xi \frac{\delta \theta}{\bar{\theta}}$, $L \sin \xi = \Delta z$, on obtient :

$$U^2 = g \Delta z \frac{\delta \theta}{\bar{\theta}}$$

U^2 est l'ordre de grandeur de l'**énergie cinétique**, $g \Delta z \frac{\delta \theta}{\bar{\theta}}$ est l'ordre grandeur de l'**énergie potentielle**.

On a l'équation d'enthalpie $\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial v \theta}{\partial s} - \bar{\theta} \frac{\partial v}{\partial s} = \phi_{sens} \sigma / (\rho c_p)$,

à l'état d'équilibre : $\frac{\partial \theta}{\partial t} = 0$, $\frac{\partial v \theta}{\partial s} - \bar{\theta} \frac{\partial v}{\partial s} = \phi_{sens} \sigma / (\rho c_p)$,

$v \frac{\partial \theta}{\partial s} + \theta \frac{\partial v}{\partial s} - \bar{\theta} \frac{\partial v}{\partial s} = v \frac{\partial \theta}{\partial s} + \delta \theta \frac{\partial v}{\partial s}$, dans le cas de l'environnement neutre, $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} = 0$, on suppose que la stratification de brise est la même que celle de l'environnement, $\frac{\partial \theta}{\partial s} \simeq \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} = 0$, on a $\delta \theta \frac{\partial v}{\partial s} = \phi_{sens} \sigma / (\rho c_p)$, $\sigma = 1/\mathcal{D}$,

2.1. Modèle de brise

on obtient : $\delta\theta = \phi_{sens}L/(U\rho c_p H)$, le mettre dans la relation $U^2 = g\Delta z \frac{\delta\theta}{\bar{\theta}}$,

on a $U^2 = g\Delta z \frac{\delta\theta}{\bar{\theta}} = g\Delta z \frac{\phi_{sens}L}{\bar{\theta}U\rho c_p H}$, puis $U^3 = \phi_{sens} \frac{g}{\rho c_p \bar{\theta}} \frac{\Delta z^2}{H \sin \xi}$,

si on prend $\phi_{sens} \simeq \bar{\phi}_{sens}$, qui est celui de "grande échelle" calculé sur la surface horizontale à l'échelle de la maille du GCM, on peut avoir une estimation de la vitesse de brise en fonction de l'environnement $\bar{\phi}_{sens}$ et \bar{T} , et la géométrie de la montagne, l'élévation Δz , la pente ξ et l'épaisseur de la couche de brise H .

$$U = \left[\bar{\phi}_{sens} \frac{g}{\rho c_p \bar{T}} \frac{\Delta z^2}{H \sin \xi} \right]^{\frac{1}{3}}$$

La **puissance** de brise correspond à un débit d'énergie cinétique,

$\mathcal{P} = O(F \cdot v) = O(m \cdot a \cdot v)$, F est la force au long de la pente, v est la vitesse, m est la masse, a est l'accélération, $O(a) = U/T$; en deux dimension x et z, $O(m) = \rho HL$, $O(m) = \rho HL$, $\mathcal{P} = \rho HL(U/T)U$, $L/T = U$, on a $\mathcal{P} = \rho HU^3$, et finalement

$$\mathcal{P} = \bar{\phi}_{sens} \frac{g}{c_p \bar{T}} \frac{\Delta z^2}{\sin \xi}$$

La puissance de brise dépend de l'environnement et de la caractéristique de montagne, hauteur et pente, mais pas de l'épaisseur de la couche de brise.

Le **rendement** de la puissance de brise par rapport à la puissance sensible $\mathfrak{R} = \mathcal{P} / \mathcal{P}_{sens}$, $\mathcal{P}_{sens} = \bar{\phi}_{sens}L$, est alors :

$$\mathfrak{R} = \frac{g\Delta z}{c_p \bar{T}}$$

il dépend seulement de la hauteur de montagne et de la température de l'environnement.

Si on prend $\bar{\phi}_{sens} = 300 \text{ w/m}^2$, $\bar{T} = 300 \text{ K}$, $H = 100 \text{ m}$, $\xi = 10$, $\sin \xi \sim 0.2$, $\Delta z = 600 \text{ m}$, $L = \Delta z / \sin \xi = 3000 \text{ m}$, $c_p = 1005 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, en état d'équilibre, on a $U \sim 5.6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, énergie cinétique $U^2/2 \sim 15.6 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$, $\delta\theta \sim 1.6 \text{ K}$, $\mathcal{P} \sim 1.8 \times 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1}$, $\mathfrak{R} \sim 2\%$, présenté dans le tableau 2.1. Ce rendement est tout à fait plausible pour un système "solaire" très peu sophistiqué comme celui d'une brise de vallée.

vitesse au long de pente $U = [\bar{\phi}_{sens} \frac{g}{\rho c_p \bar{T}} \frac{\Delta z^2}{H \sin \xi}]^{\frac{1}{3}}$	$5.6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
énergie cinétique $U^2/2$	$15.6 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1}$
écart de température brise-environnement $\delta\theta = \phi_{sens} L / (U \rho c_p H)$	1.6 K
puissance $\mathcal{P} = \bar{\phi}_{sens} \frac{g}{c_p \bar{T}} \frac{\Delta z^2}{\sin \xi}$	$1.8 \times 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1}$
rendement $\mathfrak{R} = \frac{g \Delta z}{c_p \bar{T}}$	2%
temps caractéristique d'équilibre $\tau_{eq} \simeq 3 \max(\tau_1, \tau_2)$	18 minutes
période d'oscillation $\tau = 2\pi / \sqrt{(g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s}}$	80 minutes

TAB. 2.1 – Les ordres de grandeur du système de brise, estimés en prenant ces valeurs : flux sensible $\bar{\phi}_{sens} = 300 \text{ w/m}^2$, température de l'environnement $\bar{T} = 300 \text{ K}$, épaisseur de la couche de brise $H = 100 \text{ m}$, angle d'inclinaison de la pente $\xi = 10$, hauteur de relief $\Delta z = 600 \text{ m}$, longueur de la pente $L \sim \Delta z / \sin \xi = 3000 \text{ m}$, $c_p = 1005 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, période d'oscillation estimée pour un lapse rate $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 0.005 \text{ K/m}$.

2.1.9 Oscillation

Pour des études concernant le vent katabatique, le phénomène d'oscillation a été beaucoup documenté, et selon McNider (1982) l'oscillation au long de la pente est due à la coexistence de l'accélération par la force de flottabilité et dés-accélération par l'effet de refroidissement adiabatique du à la compressibilité de l'air. Dans Princevac et al. (2008), la période observée dépend de la stabilité de l'environnement, soit de la fréquence de Brunt Väisälä \mathcal{N} (la fréquence de fluctuation de la vitesse d'une particule déplacée verticalement dans l'environnement considéré), et de l'angle d'inclinaison de la pente ξ , en $2\pi / (\mathcal{N} \sin \xi)$.

L'effet du gradient vertical de température est pris en compte dans les modèles de vent katabatique par le terme de transport vertical de l'équation d'énergie McNider (1982). On peut déjà remarquer que ceci est compatible avec l'apparition du facteur $\sin^2 \xi$ dans la flottabilité de nos équations.

Par contre, on trouve peu d'articles concernant l'oscillation sur le vent anabatique, Bastin and Drobinski (2005) ont fait une analyse du système d'équations différentielles, et confronté la périodique de l'oscillation avec l'observation dans la vallée de Vallon

2.1. Modèle de brise

d'Oï au sud de la France, qui montre la réalité de ce phénomène.

Nous voulons mettre un modèle stationnaire dans le modèle de climat (GCM), soit filtrer la variation temporelle au sein d'un pas de temps de GCM; il est donc nécessaire qu'on fasse une étude sur l'oscillation du système de brise dans notre modèle.

Dans notre modèle, à partir de l'équation de quantité de mouvement, en négligeant la friction, dans le cas de vent synoptique négligeable $\bar{v} = 0$, on a :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v v}{\partial s} = g \sin \xi \frac{\theta - \bar{\theta}}{\bar{\theta}} - c_d |v| v \sigma \quad (2.4)$$

dérivant en t, et supposant que $\bar{\theta}$ ne varie pas avec le temps, $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = 0$, et négligeant la friction $c_d |v| v \sigma$,

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \frac{\partial v v}{\partial s \partial t} = (g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (2.5)$$

à partir de l'équation d'énergie,

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial v \theta}{\partial s} - \bar{\theta} \frac{\partial v}{\partial s} = \mathcal{A}_\theta \quad (2.6)$$

\mathcal{A}_θ est le terme de forçage, pour une analyse simplifiée, on prend une valeur constante, sans considérer le cycle diurne et sans couplage avec le sol :

$$\frac{\partial v \theta}{\partial s} - \bar{\theta} \frac{\partial v}{\partial s} = v \frac{\partial \theta}{\partial s} + (\theta - \bar{\theta}) \frac{\partial v}{\partial s},$$

On suppose que lapse rate de brise est proche de celui de l'environnement : $\frac{\partial \theta}{\partial s} \simeq \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s}$, on obtient,

$$\frac{\partial v \theta}{\partial s} - \bar{\theta} \frac{\partial v}{\partial s} \simeq v \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} + (\theta - \bar{\theta}) \frac{\partial v}{\partial s},$$

l'équation 2.6 devient :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + v \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} + (\theta - \bar{\theta}) \frac{\partial v}{\partial s} \simeq \mathcal{A}_\theta$$

on met $\frac{\partial \theta}{\partial t} = \mathcal{A}_\theta - v \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} - (\theta - \bar{\theta}) \frac{\partial v}{\partial s}$ dans Eq2.5 :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \frac{\partial v v}{\partial s \partial t} = (g \sin \xi / \bar{\theta}) [\dot{\mathcal{A}}_{\theta} - v \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} - (\theta - \bar{\theta}) \frac{\partial v}{\partial s}] \quad (2.7)$$

$\frac{\partial v v}{\partial s \partial t} = \frac{\partial(2v \frac{\partial v}{\partial s})}{\partial t} = 2v \frac{\partial^2 v}{\partial s \partial t} + 2 \frac{\partial v}{\partial s} \frac{\partial v}{\partial t}$, on considère pas la variation temporelle de l'entraînement
 $\frac{\partial^2 v}{\partial s \partial t} = 0$, $\frac{\partial v v}{\partial s \partial t} = 2 \frac{\partial v}{\partial s} \frac{\partial v}{\partial t}$, Eq2.7 devient :

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial v}{\partial s} \frac{\partial v}{\partial t} = (g \sin \xi / \bar{\theta}) [\dot{\mathcal{A}}_{\theta} - v \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} - (\theta - \bar{\theta}) \frac{\partial v}{\partial s}]$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial v}{\partial s} \frac{\partial v}{\partial t} + (g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} v = (g \sin \xi / \bar{\theta}) [\dot{\mathcal{A}}_{\theta} - (\theta - \bar{\theta}) \frac{\partial v}{\partial s}]$$

θ est la température de brise, elle est en fonction de la vitesse de brise v , on remplace $(\theta - \bar{\theta})$ par l'équation de mouvement Eq2.4, $(g \sin \xi / \bar{\theta})(\theta - \bar{\theta}) = \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v v}{\partial s}$,

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + 2 \frac{\partial v}{\partial s} \frac{\partial v}{\partial t} + (g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} v = (g \sin \xi / \bar{\theta}) \dot{\mathcal{A}}_{\theta} - (\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial v v}{\partial s}) \frac{\partial v}{\partial s}$$

$$\boxed{\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + 3 \frac{\partial v}{\partial s} \frac{\partial v}{\partial t} + [2(\frac{\partial v}{\partial s})^2 + (g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s}] v = (g \sin \xi / \bar{\theta}) \dot{\mathcal{A}}_{\theta}} \quad (2.8)$$

Pour un système dynamique en équation différentielle du deuxième ordre :

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\lambda \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = y$$

λ est le terme d'amortissement, ω_0 est la pulsation propre du système,

si $\omega_0^2 - \lambda^2 < 0$, le régime est dit apériodique, $\omega_0^2 = \lambda^2$, il est critique, et pour $\omega_0^2 - \lambda^2 > 0$, il est périodique, de pulsation $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \lambda^2}$, de période d'oscillation $\tau = 2\pi/\omega$.

$$\text{ici } \omega_0^2 = 2(\frac{\partial v}{\partial s})^2 + (g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s}, \lambda = \frac{3}{2} \frac{\partial v}{\partial s}, \lambda^2 = \frac{9}{4} (\frac{\partial v}{\partial s})^2,$$

$$\boxed{\omega_0^2 - \lambda^2 = (g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} - \frac{1}{4} (\frac{\partial v}{\partial s})^2}$$

2.1. Modèle de brise

1. environnement neutre: $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} = 0$

$\omega_0^2 - \lambda^2 = -\frac{1}{4}\left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)^2 < 0$, le régime est apériodique, la solution est simplement une exponentielle décroissante sans oscillation.

2. environnement instable: $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} < 0$

$\omega_0^2 - \lambda^2 = (g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} - \frac{1}{4}\left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)^2 < 0$, le régime est apériodique.

3. environnement stable: $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} > 0$, quand $\omega_0^2 - \lambda^2 = (g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} - \frac{1}{4}\left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)^2 > 0$,
soit $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} > \frac{1}{4}\left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)^2 / \left(\frac{g \sin \xi}{\bar{\theta}}\right)$, le régime est périodique.

Pour $\bar{\theta} = 300\text{K}$, $\xi = 10$, $\frac{\partial v}{\partial s} = \frac{U}{L} = \frac{5.6}{3000} = 0.002\text{m/s}^2$, si on prends $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 0.002\text{K/m}$,
 $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \sin \xi = 0.0004\text{K/m}$, $(g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} \approx 2.6 \cdot 10^{-6}\text{s}^{-2}$, $\frac{1}{4}\left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)^2 \approx 1 \cdot 10^{-6}\text{s}^{-2}$,

la fréquence d'oscillation est $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \lambda^2} = \sqrt{(g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} - \frac{1}{4}\left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)^2} = 0.0013\text{s}^{-1}$,

la période d'oscillation est

$\tau = 2\pi / \omega = 2\pi / 0.0013 \simeq 4830\text{s}$, environ 80 minutes.

Ainsi, nos approximations donnent la période du régime oscillant de pente, avec la fréquence de Brunt Väisälä corrigée du facteur de pente $(g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s}$, mais de plus un terme d'amortissement proportionnel à l'entraînement $\frac{3}{2} \frac{\partial v}{\partial s}$. Les deux termes ont le même ordre de grandeur en $o(10^{-6})$ pour leur influence sur la pulsation.

Le cas des couches limites stratifiées nous intéressent moins car a priori peu propices au déclenchement, ce qui nous a conduit malgré ces possibles oscillations à bâtir, pour le GCM, une paramétrisation stationnaire. Dans le chapitre III du modèle instationnaire avec Miniker, on va montrer que l'on trouve bien l'oscillation de brise dans un environnement stable, avec l'effet d'entraînement et la friction, et la fréquence est donnée par le modèle en mode découplé ou couplé avec le sol, le forçage d'insolation constant ou avec un cycle diurne.

Dans le cas où on considère la friction $c_d |v| v \sigma$, et supposent qu'il est proportionnelle à la vitesse de brise, en $k_{Fr} v$, il apparaît dans le terme de pulsation de Eq2.8, soit, $\omega_0^2 = 2\left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)^2 + (g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} - k_{Fr}$,

$$\omega_0^2 - \lambda^2 = (g \sin \xi / \bar{\theta}) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} - \frac{1}{4} \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)^2 - k_{Fr}$$

dans un environnement neutre: $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial s} = 0$, $\omega_0^2 - \lambda^2 = -k_{Fr} - \frac{1}{4} \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right)^2 < 0$, le régime est apériodique.

Le terme de friction n'est pas la cause de fluctuation dans un environnement neutre, ce qui a été trouvé dans la simulation de modèle instationnaire Chapitre III.

2.1.10 Temps caractéristique d'équilibre

Dans les GCM, on s'efforce dans la mesure du possible de construire des paramétrisations stationnaires, par le principe d'avoir un minimum de variables d'état qu'il est nécessaires de garder en mémoire d'un pas de temps à l'autre, ce qui accroît la taille de mémoire nécessaire aux calculs. Pour mettre un modèle stationnaire dans le GCM, il faut justifier d'un temps d'équilibre du système de brise plus faible que le pas de temps du reste des calculs physiques dans le GCM.

constante de temps On ne regarde que le cas de l'environnement neutre (section 2.1.9), c'est le cas le plus fréquent de l'état de l'atmosphère pendant la journée. Le système est en régime apériodique, la solution de l'équation différentielle du second ordre possède deux modes ω_1 et ω_2 : $x(t) = Ae^{\omega_1 t} + Be^{\omega_2 t}$, on l'écrit sous forme des constantes de temps : $x(t) = Ae^{\frac{-t}{\tau_1}} + Be^{\frac{-t}{\tau_2}}$,

On détermine les constantes de temps τ_1 et τ_2 à partir de la pulsation ω_0 et le taux d'amortissement ζ :

$$\omega_0 = \sqrt{2} \left(\frac{\partial v}{\partial s} \right), \lambda = \frac{3}{2} \frac{\partial v}{\partial s}, \text{ le taux d'amortissement } \zeta = \frac{\lambda}{\omega_0} = \frac{\frac{3}{2} \frac{\partial v}{\partial s}}{\sqrt{2} \frac{\partial v}{\partial s}} = \frac{3}{2\sqrt{2}} \simeq 1.06,$$

$$\tau_1 = -\frac{1}{\omega_1} = \frac{1}{\omega_0(\zeta - \sqrt{\zeta^2 - 1})} = \frac{1}{\sqrt{2} \frac{\partial v}{\partial s} (1.06 - 0.12)} = 0.77 / \frac{\partial v}{\partial s},$$

$$\tau_2 = -\frac{1}{\omega_2} = \frac{1}{\omega_0(\zeta + \sqrt{\zeta^2 - 1})} = \frac{1}{\sqrt{2} \frac{\partial v}{\partial s} (1.06 + 0.12)} = 0.6 / \frac{\partial v}{\partial s},$$

$$\text{avec } \frac{\partial v}{\partial s} = \frac{U}{L} = \frac{5.6}{3000} = 0.002 \text{ m/s}^2, \text{ on a,}$$

$$\tau_1 = 0.77 / 0.002 \approx 6.4 \text{ minutes}, \tau_2 = 0.6 / 0.002 = 5 \text{ minutes.}$$

2.2. Modèle couplé brise-sol

temps caractéristique d'équilibre La définition du temps de réponse est le temps nécessaire, de manière approximative, pour que le mode apériodique disparaisse de la réponse aux conditions initiales, plus précisément, il mesure le temps que met le mode pour passer à 5% de la valeur initiale. Le système peut être considéré approximativement en état d'équilibre. La réponse globale du système dépend alors du mode le plus lent parmi les deux modes : $\tau_{eq} \simeq 3\max(\tau_1, \tau_2) = 18$ minutes.

Le temps de réponse est plus petit que le pas de temps de la "physique" dans la version standard de LMDZ, qui est de 30 minutes. Ceci ne prend évidemment pas en compte le modèle de sol, et si par ailleurs on considère un temps d'équilibre thermique de la masse d'air, beaucoup plus important que l'échelle lagrangienne, c'est l'inverse des temps qui s'ajoutent et le temps le plus court l'emporte. Nous allons éprouver numériquement dans le modèle instationnaire ces considérations a priori avant de construire un modèle stationnaire pour le GCM.

2.2 Modèle couplé brise-sol

2.2.1 Aspect phase

Le rôle du sol dans le système de radiation-convection est de répondre au forçage solaire avec un retard de phase. Et les phases de la température de surface T_s vont déterminer les phases de convection par le mécanisme de déclenchement.

2.2.2 Aspect rétroaction

Dans un système hétérogène qui comprend deux sous-systèmes de différentes matières, l'interaction se fait via leur interface. La température de surface de grande échelle \bar{T}_s est guidée par le rayonnement solaire sur une surface horizontale et ne peut être considérée comme un forçage de brise, à cause de l'aspect de rétroaction : la brise et la surface s'influencent via les échanges de chaleur et d'humidité par les flux de surface.

On emprunte donc le mécanisme de transfert de chaleur représenté dans le modèle de sol et la méthode de raccordement atmosphère-sol du modèle de grande échelle du GCM, pour élaborer un système couplé brise-sol.

Processus dans un système couplé brise-sol : la surface reçoit l'énergie de l'ensoleillement, les flux de turbulence à la surface transfèrent l'énergie du soleil à l'énergie cinétique de brise, la brise et le sol interagissent via la surface qui est considérée comme l'interface entre les deux modèles et qui doit être représentée par une équation spécifique.

2.2.3 Modèle de sol

Le modèle de sol dans LMDZ prend les équations de diffusion linéaire de la chaleur avec la loi de Fourier :

2.2.3.1 Équation de diffusion thermique

$$\begin{cases} \frac{\partial T_g}{\partial t} = -C_s \frac{\partial \phi_g}{\partial z} \\ \phi_g = -\lambda_t \frac{\partial T_g}{\partial z} \end{cases}$$

avec T_g et Φ_g respectivement la température et le flux de chaleur dans le sol ; z est la profondeur ; C_s et λ_t sont respectivement la capacité calorifique volumique et la conductivité thermique du sol .

2.2.3.2 Inertie et profondeur du sol

Pour une application périodique sinusoïdale de condition limite de température de surface, la grandeur spatiale caractéristique est la profondeur de pénétration z :

$$z(\tau) = \sqrt{\frac{\lambda_t \tau}{C_s \pi}}$$

pour une période τ (pour le cycle diurne, $\tau = 1$), avec la diffusivité du sol $\frac{\lambda_t}{C_s}$.

1. Physiquement, le sol répond aux cycles temporels du soleil, des transitions rapides de l'ensoleillement jusqu'au cycle saisonnier. Le système du sol est un réservoir

2.2. Modèle couplé brise-sol

de chaleur, l'inertie du sol a un effet de déphasage pour la convection par rapport aux cycles solaires. Plus l'inertie de sol est importante, plus lente sera sa réponse aux chauffages et plus lents ses refroidissements.

2. Numériquement, il faut une profondeur importante pour atteindre une condition limite (adoptée à flux nul dans les GCM), mais il s'agit aussi de représenter l'effet d'inertie réaliste pour des cycles rapides, diurnes et jusqu'à quelques jours, avec un coût pas trop élevé. Le modèle de sol de LMDZ est divisé en 11 couches d'épaisseur croissante avec la profondeur, et chaque couche correspond ainsi en gros à un cycle temporel d'ensoleillement.
3. On reprend donc le modèle de sol de grande échelle de LMDZ, avec la même méthode de raccordement à la surface vers l'écoulement de couche limite atmosphérique. Du point de vue de la réponse dynamique du sol, et par rapport au modèle de sol de la maille, le sol des montagnes doit simplement répondre aux fluctuations rapides, c'est-à-dire de temps caractéristiques allant de quelques minutes à quelques jours. On a ainsi limité à deux couches de sol par niveau de calcul de la brise, ceci pour limiter le nombre de variables d'état du modèle. La première couche correspond à une période de réponse d'une heure, la deuxième à 24 heures. On remarque aussi que si le modèle de brise est appelé pendant les heures d'ensoleillement, il est nécessaire que le sol se refroidisse pendant la nuit ; ce dernier calcul ne tient pas compte des vents katabatiques nocturnes des vallées.

2.2.4 Interface

Assimilant l'interface à une couche interfaciale d'épaisseur très faible, on écrit que le bilan énergétique de cette couche est nulle :

$$\phi_{in} = \phi_{out} \quad (2.9)$$

où les flux entrants et sortants sont classés par le principe : les flux ne dépendant pas de T_s sont comptabilisés dans Φ_{in} (tous flux positifs), les flux dépendants de T_s sont comptabilisés dans ϕ_{out} et comptés positivement quand ils quittent la surface, cf Fig.2.6.

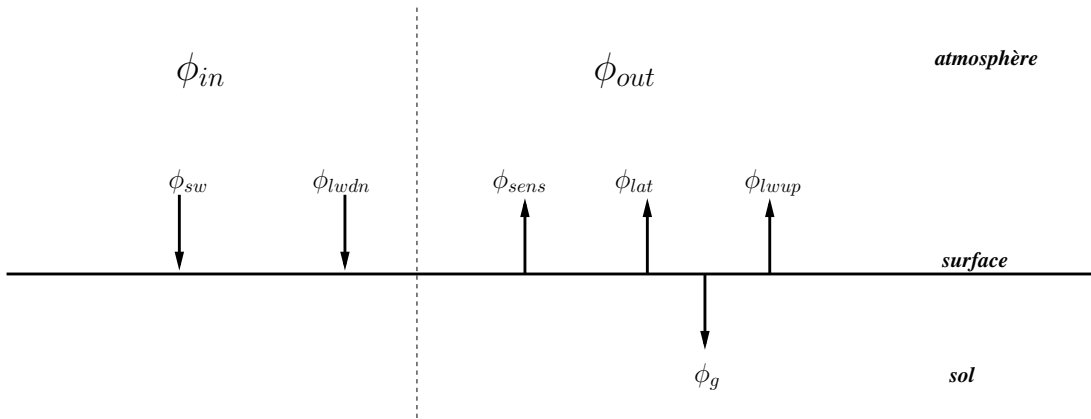


FIG. 2.6 – Les flux à la surface.

2.2.4.1 flux entrants

$$\phi_{in} = \phi_{sw} + \phi_{lwdn} \quad (2.10)$$

ϕ_{sw} est le flux de courtes longueurs d'ondes net, perpendiculaire à la pente de montagne.

$$\phi_{sw} = (1 - \mathcal{A}) \bar{\phi}_{swdn} \cos \alpha$$

\mathcal{A} est l'albédo, $\bar{\phi}_{swdn}$ est le flux solaire incident, α est l'angle entre la normale à la pente et le vecteur pointant vers le soleil (l'angle zénithal du soleil), Whiteman and Allwine (1986), Spiga (2007) pp142.

Pour le calcul des flux radiatifs dans l'infrarouge (lw), on prend $\phi_{lwdn} \simeq \bar{\phi}_{lwdn}$. Le modèle de brise n'étant actif que dans la période diurne, la valeur de ϕ_{lwdn} est faible par rapport à celle de ϕ_{swdn} dans Eq2.10, l'effet de pente de montagne sur ϕ_{lwdn} est ainsi moins cruciale par rapport celle qui sur ϕ_{swdn} .

2.2. Modèle couplé brise-sol

La relation entre les angles du triangle sphérique fournit cet angle en fonction des angles astronomiques :

$$\cos \alpha = |\cos \varphi_p \cos \varphi_s + \sin \varphi_p \sin \varphi_s \cos(\gamma_p - \gamma_s)|$$

Le symbole φ donne les angles zénithaux, γ est l'azimut (on astronomie, l'azimut égale zéro au sud, et est compté dans le sens horaire). Le suffixe p est pour la pente, s pour le soleil.

1. L'angle zénithal de la pente φ_p égale à l'angle d'inclinaison de la pente ξ , l'azimut de la pente γ_p égale à l'orientation.
2. L'angle zénithal du soleil φ_s et l'azimut du soleil γ_s sont fonction de la latitude λ , la latitude du point subsolaire δ et l'angle horaire par rapport au midi local Ω .
3. Angle zénithal de soleil $\varphi_s = \arccos(\sin \lambda \sin \delta + \cos \lambda \cos \delta \cos \Omega)$,
4. l'Azimut de soleil $\gamma_s = \arccos(\sin \lambda \cos \delta \cos \Omega - \cos \lambda \sin \delta / \sin \vartheta_s)$

$\delta = \arcsin(\sin \eta \sin \zeta)$, $\zeta = 23.44\pi$ est le le solstice d'été, la maximum de valeur de l'inclinaison du sol, η est la longitude apparente du soleil ($0 < \eta < 2\pi$, du printemps à l'hiver), ces variables déterminent le cycle diurne. Dans l'hémisphère nord, le solstice d'été correspond à l'instant où $\eta = \pi/2$. Ω est négative avant midi, positive après midi, $\Omega = \pi(2t - 1)$, $-\pi < \Omega < \pi$, t est l'heure locale.

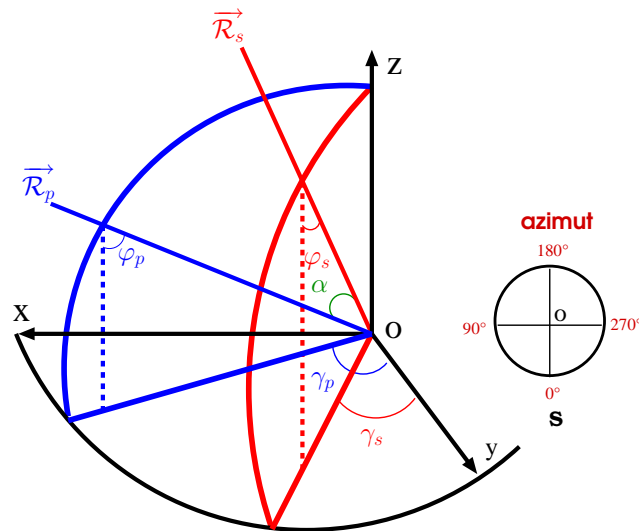


FIG. 2.7 – φ_s est l'angle zénithal du soleil, γ_s est l'azimut de soleil, φ_p est l'angle zénithal de la pente, γ_p est l'azimut de la pente. \vec{R}_s est un rayon issu du soleil (ϕ_{swdn}), \vec{R}_p est sa composante perpendiculaire à la pente de montagne, $\vec{R}_p = \vec{R}_s \cos \alpha$.

La démonstration de la formule des angles sphériques est donnée en annex A.3.

2.2.4.2 flux sortants

$$\phi_{out} = \phi_{lwup} + \phi_{sens} + \phi_{lat} + \phi_{g1}$$

ϕ_{lwup} est le flux radiatif montant, $\phi_{lwup} = \sigma T_s^4$, on considère le sol comme un corps noir, (émissivité égale à 1), ϕ_{sens} est le flux sensible : $\phi_{sens} = \rho c_p c_d |v| (T_s - T)$, formule classique dite du Cdrag, dépendant du module du vent de brise ; ϕ_{lat} est le flux latent : $\phi_{lat} = L_v \beta \rho c_d v [q_{sat}(T_s) - q]$, et ϕ_{g1} est le flux thermique de la surface à la première couche de sol, : $\phi_{g1} = -\lambda_t \frac{\partial T_g}{\partial z}|_s$.

Dans ces formules, ρ est la masse volumique de l'air, c_p la capacité calorifique massique de l'air sec à pression constante, c_d le coefficient de frottement (Cdrag). T_s est la température de surface et T celle de la brise. Enfin, $q_{sat}(T_s)$ donne l'humidité spécifique à saturation.

2.2.4.3 bilan d'énergie à l'interface

$$\boxed{\phi_{sw} + \phi_{lwdn} = \phi_{lwup} + \phi_{sens} + \phi_{lat} + \phi_{g1}}$$

C'est cette équation de conservation statique qui sert déterminer la variable d'interface comme nous allons à présent le montrer.

2.2.5 Raccordement**2.2.5.1 Schéma du système couplé**

On applique le modèle de sol multi-couches à chaque couche verticale du modèle de brise, illustré dans la Fig.2.8.

2.2.5.2 Température de la surface

Le raccordement entre le sol et la brise se fait en y associant la variable d'interface, qui est la température de surface T_s . Celle-ci est déterminée par le bilan de flux d'énergie

2.2. Modèle couplé brise-sol

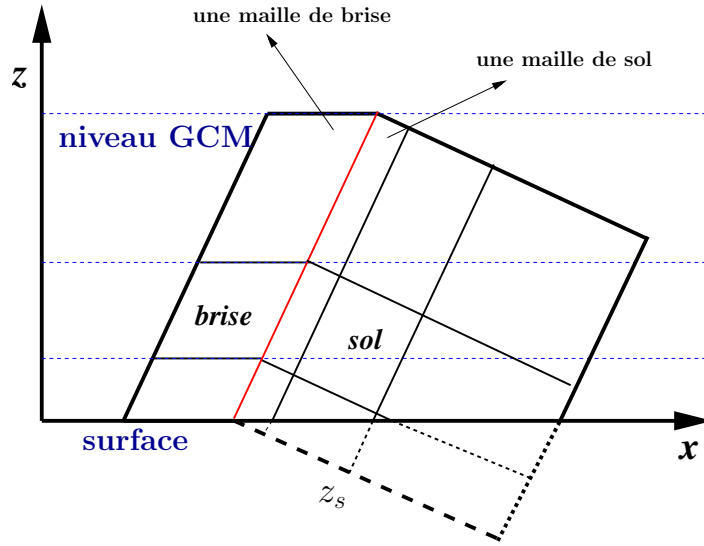


FIG. 2.8 – Schéma discrétisé du système couplé brise-sol. Les lignes en pointillés bleu sont des niveaux horizontaux du GCM, z_s est la profondeur de sol, la maille de brise est un parallélogramme, la maille de sol est rectangulaire, la surface du relief est la ligne rouge.

à la surface de la montagne, basé sur l'égalité des flux entrants et sortants, dans notre notation, les flux entrant (ϕ_{sw} , ϕ_{lwdn}) sont des flux indépendants de la température de surface, les flux sortants (ϕ_{sens} , ϕ_{lat} , ϕ_{lwup} , ϕ_{g1}) sont en fonction de T_s .

On linéarise les flux en fonction de T_s par leurs dérivées par rapport à T_s (Annexe A.2) au temps précédent :

$$\phi = \phi(T_{s0}) + \phi'(T_{s0})(T_s - T_{s0}) = a + bT_s$$

$$\text{soit } a = [-\phi'(T_{s0})T_{s0} + \phi(T_{s0})] \text{ et } b = \phi'(T_{s0})$$

Le modèle de brise calcule les flux sensible, latent et longwave up et leur dérivée par rapport à T_s ; le modèle de sol calcule celui des flux conductifs de la première couche. Le schéma de raccordement est illustré dans la Fig.2.9 :

$$\phi_{in} = \phi_{out} = \sum a + \sum bT_s$$

$$T_s = \frac{\phi_{in} - \sum a}{\sum b}$$

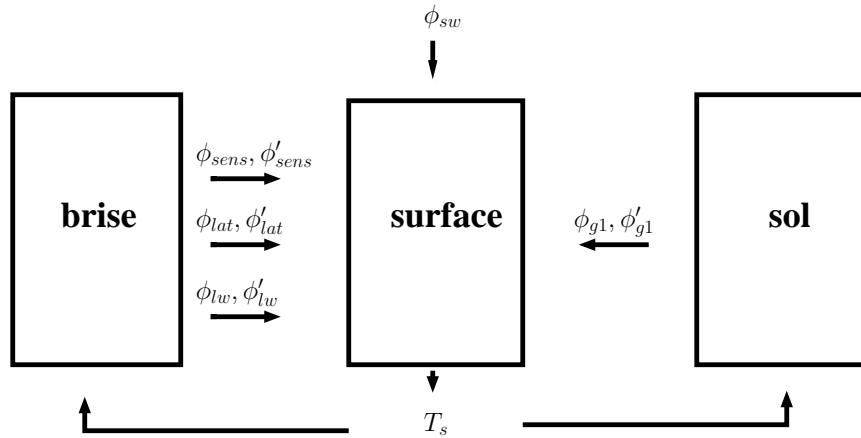


FIG. 2.9 – Schéma de raccordement du modèle stationnaire.

Les calculs de la dérivée des flux par rapport à la températures de surface sont donnés en annexe A.2 .

2.3 Conclusion du chapitre

Le modèle est à présent prêt à être éprouvé numériquement ; il comprend un maillage qui suit le long de la pente et pourra coïncider avec le maillage vertical du GCM pour la partie aéraulique d'une part, dont nous devons étudier les caractéristiques dynamiques, et le modèle de sol d'autre part, classique pour les GCM. Une équation d'interface assure le couplage entre les deux. Nos analyses d'ordre de grandeur montrent que le modèle est cohérent avec les hypothèses retenues par différents auteurs. Enfin, le phénomène d'oscillation fournit un critère sévère pour vérifier le comportement numérique du modèle.

Chapitre 3

Modèle instationnaire dans Miniker

Sommaire

3.1	Conception de modèle	55
3.1.1	Principe d'un modèle dans Miniker	55
3.1.2	Notre modèle	56
3.2	Simulations	57
3.2.1	Choix des caractéristiques géométriques du relief	57
3.2.2	Tableaux de configuration	58
3.3	Résultats : Caractéristiques de brise	59
3.3.1	Profils verticaux	60
3.3.2	Variation temporelle	63
3.3.3	Brise couplée avec le sol	65
3.3.4	Pente tournante	66
3.3.5	Oscillation	67
3.4	Tests de sensibilité	70
3.4.1	Forçages	72
3.4.2	Paramètres	75
3.4.3	Source d'énergie et l'environnement	77
3.4.4	Simulations de pente faible de 1°	78

De Miniker au GCM

Dans la mise au point d'un nouveau modèle ou d'une paramétrisation, il est important de s'abstraire tout d'abord des problèmes numériques pour se concentrer sur les équations physiques, la sensibilité du modèle aux paramètres incertains, et aux aspects dynamiques. Le but de cette étude était à la fois de valider physiquement le modèle, mais aussi de rechercher les simplifications possibles pour arriver à une paramétrisation efficace et peu coûteuse dans le GCM.

On a ainsi éprouvé le modèle de brise dans un environnement de modélisation Miniker développé au laboratoire (Lahellec et al., 2009). Ce logiciel permet de simuler conjointement plusieurs processus couplés (avec les entrées similaires à celles de MatLab). L'avantage de cet outil est de tester les modèle complexes non-linéaires, car avec son calcul de matrices de sensibilité par différentiation symbolique, les schémas numériques d'intégration sont simples et efficaces, ce qui permet de se concentrer sur les aspects purement physiques du modèle à l'épreuve. Il suffit d'entrer les équations, les conditions limites et les conditions initiales pour obtenir une simulation dynamique.

L'avantage de tester le modèle instationnaire dans Miniker et y mettre au point le modèle stationnaire de brise avant de le mettre dans un GCM peut ainsi se résumer :

1. Facilité de mise en place avec Miniker, il suffit de rentrer deux groupes d'équations, les équations d'avance des variables d'état vectorielles, et les équations des variables de transfert.
2. Les paramétrisation physique dans les GCM sont des modèles comprenant des schémas d'intégration temporelle à mettre au point simultanément avec le modèle physique, sans qu'il soit simple de diagnostiquer la source d'erreur ou d'imperfection. On développe le modèle instationnaire (schéma semi-implicite) dans Miniker, il sert de référence pour la modélisation stationnaire que l'on implémente alors dans le GCM.
3. De plus, l'outil de calcul de gains de rétroaction et de sensibilité développé dans Miniker calcule la dérivée des variables du modèle par rapport à toute autre variable ou paramètre. Il permet d'étudier la sensibilité dynamique du système non-

3.1. Conception de modèle

linéaire aux conditions limites et aux paramètres incertains, comme nous aurons l'occasion de l'illustrer.

3.1 Conception de modèle

3.1.1 Principe d'un modèle dans Miniker

Pour construire un modèle dans Miniker, on entre les équations, les conditions limites et les conditions initiales.

On définit les variables d'état du modèle sous forme d'équations de bilan aux dérivées partielles en temps :

$$\partial_t \eta = g(\eta, \varphi)$$

La fonction vectorielle g est linéaire ou non. Les variables dans ces équations autres que les variables d'état, sont appelées variables de transfert,

$$\varphi = f(\eta, \varphi)$$

Les transferts dépendent à chaque instant des autres variables d'état ou/et de transfert. La fonction f est linéaire ou non.

La fermeture du système se fait par le calcul de la matrice des dérivées partielles entre les variables (matrice Jacobienne $n \times n$, n est le nombre de mailles verticales fois le nombre de variables scalaires par maille), ce qui correspond à une linéarisation du système sur chaque pas de temps.

Résolution d'un système linéaire tangent et intégration temporelle dans Miniker :

La résolution est construite par le calcul des incréments des variables sur chaque pas de temps :

$$\begin{cases} \partial_t \delta \eta(t + \tau) = g_0 \tau + \partial_{\eta} g \delta \eta(\tau) + \partial_{\varphi} g \delta \varphi(\tau) \\ \delta \varphi = \partial_{\eta} f \delta \eta + \partial_{\varphi} f \delta \varphi \end{cases}$$

où τ est un temps inférieur au pas δt . On intègre alors le premier système pour obtenir les incréments :

$$\delta \eta = \int_t^{t+\delta t} \partial_t \delta \eta(\tau) d\tau$$

L'application d'un schéma semi-implicite fournit le système algébrique suivant à résoudre :

$$\begin{cases} [I - \frac{\delta t}{2} \partial_{\eta} g] \delta \eta - \frac{\delta t}{2} \partial_{\varphi} g \delta \varphi = g_0 \delta t \\ \delta \varphi = \partial_{\eta} f \delta \eta + \partial_{\varphi} f \delta \varphi \end{cases} \quad (3.1)$$

La résolution du système linéarisé procède par élimination algébrique des variables d'état :

$$[I - \partial_{\varphi} f - \frac{\delta t}{2} \partial_{\eta} f [I - \frac{\delta t}{2} \partial_{\eta} g]^{-1} \partial_{\varphi} g] \delta \varphi = \frac{\delta t}{2} \partial_{\eta} f [I - \frac{\delta t}{2} \partial_{\eta} g]^{-1} g_0 \delta t \quad (3.2)$$

la solution en $\delta \varphi$ est calculée et utilisée pour le calcul de $\delta \eta$ en résolvant le système :

$$[I - \frac{\delta t}{2} \partial_{\eta} g] \delta \eta = g_0 \delta t + \frac{\delta t}{2} \partial_{\varphi} g \delta \varphi$$

La mise à jour des transferts se fait par la résolution du système implicite $\varphi = f(\eta, \varphi)$ avec les nouvelles matrices dérivées. Ce calcul est répété à chaque pas de temps de l'intégration. Comme pour tout algorithme d'intégration, le choix du pas de temps doit permettre une linéarisation adéquate et il est typiquement de l'ordre du dixième du plus petit pas de temps caractéristique du système.

3.1.2 Notre modèle

Les équations d'état représentent des bilans des variables d'état η , qui pour le modèle de brise sont w et T , la vitesse verticale et la température ; celle du modèle de sol est T_g , la température de sol, notre sol a deux couches, soit deux températures de sol comme variables d'état. Les variables de transfert φ sont des flux à la surface : flux sensible surface-brise $\phi_{sens}(T_s, T)$, flux vers le sol $\phi_{g1}(T_s, T_{g1})$, flux radiatif $\phi_{lwup}(T_s)$ et flux incident ϕ_{swdn} .

3.2. Simulations

La couplage brise-sol fait appel à une somme de flux nuls associés à la température de surface. On écrit cette contrainte sous la forme d'une équation de transfert :

$$T_s = T_s + \phi_{sens}(T_s, T) + \phi_{g1}(T_s, T_{g1}) + \phi_{lwup}(T_s) - \phi_{swdn} \quad (3.3)$$

de cette manière, le calcul implicite des transferts calcule la valeur de T_s qui annule la somme des flux.

3.2 Simulations

3.2.1 Choix des caractéristiques géométriques du relief

On cherche à représenter un maximum 'statistiquement significatif' de l'énergie cinétique des brise de montagne dans une maille de GCM.

Chaque colonne de brise est associée à trois paramètres géométriques du relief, de la hauteur, de l'angle d'inclinaison et de l'orientation de la pente. Il faut qu'on réunisse une combinaison de ces trois facteurs qui donne ce maximum de l'intensité de brise dans la maille.

La base de donnée de l'orographie, utilisée par LMDZ pour calculer la géopotentielle de la surface, et la paramétrisation de l'effet dynamique de l'orographie (Lott and Miller, 1997) est d'une résolution de 10° ($20km \times 20km \cdot \cos\lambda$, λ est latitude). Il existe une base de donnée de l'orographie globale à la résolution de 1km (Hastings and Dunbar, 2008).

Du point de vue de l'observation, souvent, les premiers nuages convectifs apparaissent près de l'endroit où l'altitude des reliefs est la plus élevée dans la région, et on suppose ainsi que le maximum de hauteur est un premier facteur du choix. En utilisant une base de donnée à l'échelle sous-maille (plus fine que celle de des GCMs), on peut tirer l'information sur la hauteur du relief (z_{pic} - z_{mean}) où z_{pic} est l'altitude la plus grande et z_{mean} l'altitude moyenne dans la maille. À chaque moment du cycle diurne, l'orientation de la pente qui fait face au soleil reçoit un maximum de l'énergie solaire. Mais comment déterminer l'inclinaison associée à ce pic et son orientation ? L'angle d'inclinaison de la pente est donné par la tangente de la différence d'altitude et de l'extension

horizontale. L'extension horizontale peut être déterminée par une chute de la valeur de pente calculée dans un histogramme en faisant varier la résolution.

Le traitement de données de relief pour en extraire une information utile à l'évaluation à chaque instant des pentes favorables au déclenchement est très au-delà des ambitions de notre travail qui consiste à explorer l'intérêt d'une paramétrisation des brises de vallée pour le déclenchement de la convection profonde. On a ainsi choisi d'imposer une pente unique pour toutes les mailles du GCM. Dans l'observation, les monts de l'ordre de 1km sont susceptibles de déclencher la convection profonde. Pour un montagne de 1km, avec une largeur de 10km, le pente est de 1/10, soit d'environ 6°. On a décidé de prendre une pente unique de 10° qui s'est avérée efficace pour l'intensité des brises, après divers essais avec des pentes de 30 à 50°.

3.2.2 Tableaux de configuration

Nous donnons dans Tab. 3.1 les valeurs numériques nominales utilisées pour le modèle de brise de base des essais.

Les différentes épreuves du modèle consistent en cinq étapes données dans le tableau 3.2.

Ces étapes sont choisies pour mettre en évidence d'abord le comportement de la partie aéralique en fixant le flux incident pour voir l'établissement rapide (pas de sol) du régime à l'équilibre, puis de compléter pas à pas le modèle retenu.

1	flux solaire incident constant, pas de sol	$\phi_{swdn} = \bar{\phi}_{swdn}$	$\phi_g = 0$
2	flux solaire normal à la pente, pas de sol	$\phi_{swdn} = \bar{\phi}_{swdn} \cos \alpha$	$\phi_g = 0$
3	flux en variation diurne, pas de sol	$\phi_{swdn} = \bar{\phi}_{swdn} \cos \alpha, \Omega = f(t)$	$\phi_g = 0$
4	couplé avec le sol	$\phi_{swdn} = \bar{\phi}_{swdn} \cos \alpha, \Omega = f(t)$	$\phi_g \neq 0$
5	pente restant face au soleil	$\phi_{swdn} = \bar{\phi}_{swdn} \cos \alpha, \Omega = f(t), \gamma_p = \gamma_s$	$\phi_g \neq 0$

TAB. 3.2 – Cinq étapes de simulation.

3.3. Résultats : Caractéristiques de brise

flux solaire	
flux solaire incident $\bar{\Phi}_{swdn}$	600 w/m2
latitude λ	18N
longitude apparente du Soleil η	90 (23 Juin)
environnement	
gradient de température potentielle dans la couche limite	0(stabilité neutre)
gradient de température potentielle au-dessus de la couche limite	0.6 K/100m
altitude de l'inversion	1000 m
surface	
température potentielle de la surface	295 K
pression de la surface	1003 hPa
coefficient d'échange C_d	5e - 3
albedo	0.1
relief	
hauteur	840 m
inclinaison de la pente ξ	10
orientation de la pente	0 (vers le sud)
sol	
nombre de couches	2
période de réponse du 1ère couche	cycle de l'heure
épaisseur du 1ère couche	3 mm
période de réponse du 2ème couche	cycle diurne
numérique	
nombre de mailles verticales	18
épaisseur de couche de surface (première maille)	100m
pas de temps	10 s

TAB. 3.1 – Configuration standard de simulation dans miniker.

3.3 Résultats : Caractéristiques de brise

La première étape avec flux imposés et sans inertie du sol permet d'atteindre un état stationnaire rapidement et d'évaluer le modèle d'écoulement de la brise.

3.3.1 Profils verticaux

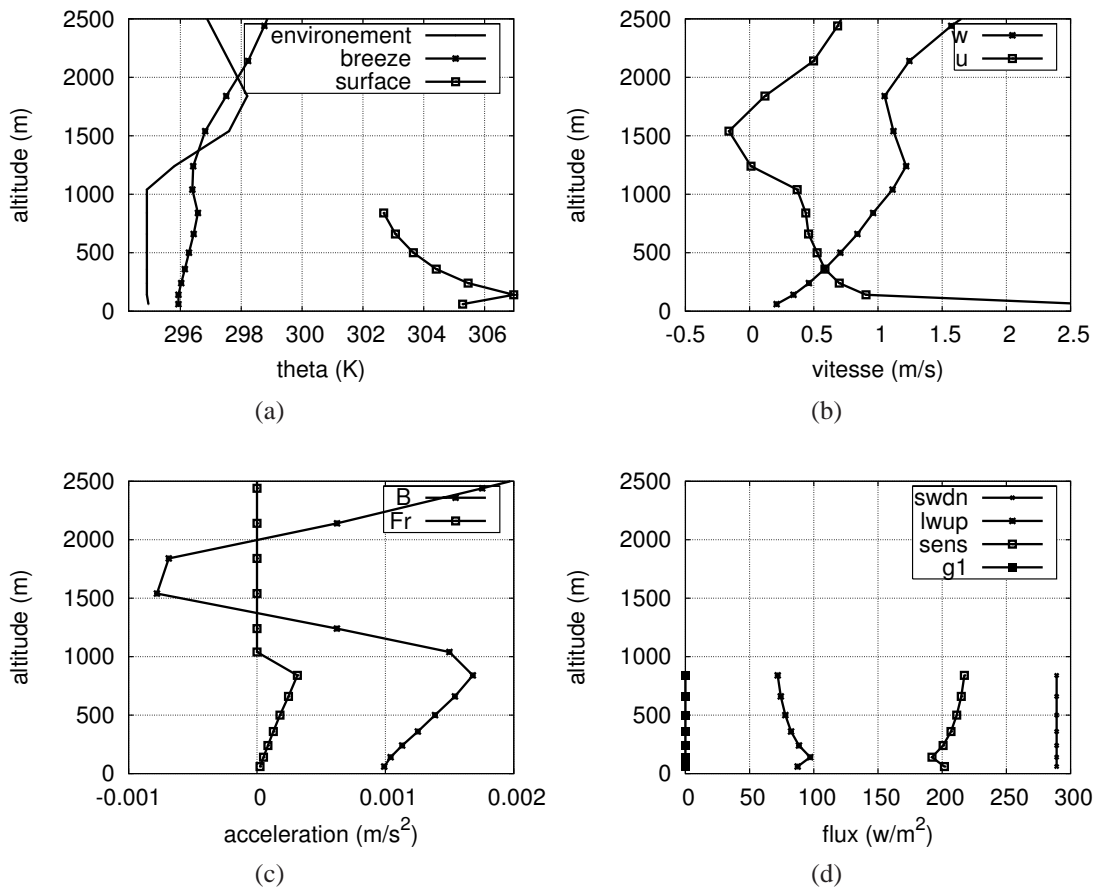


FIG. 3.1 – Profils verticaux de brise, configuration standard, sans couplage avec le sol (version 2 de Tab3.2, configuration standard de Tab 3.1). (a) température potentielle de l’environnement $\bar{\theta}$, de brise θ , de la surface θ_s ; (b) vitesse verticale w , vitesse d’entraînement μ , (c) accélération, flottabilité B et friction Fr , (d) flux à la surface, ϕ_{swdn} , ϕ_{lwup} , ϕ_{sens} et ϕ_{g1} .

3.3. Résultats : Caractéristiques de brise

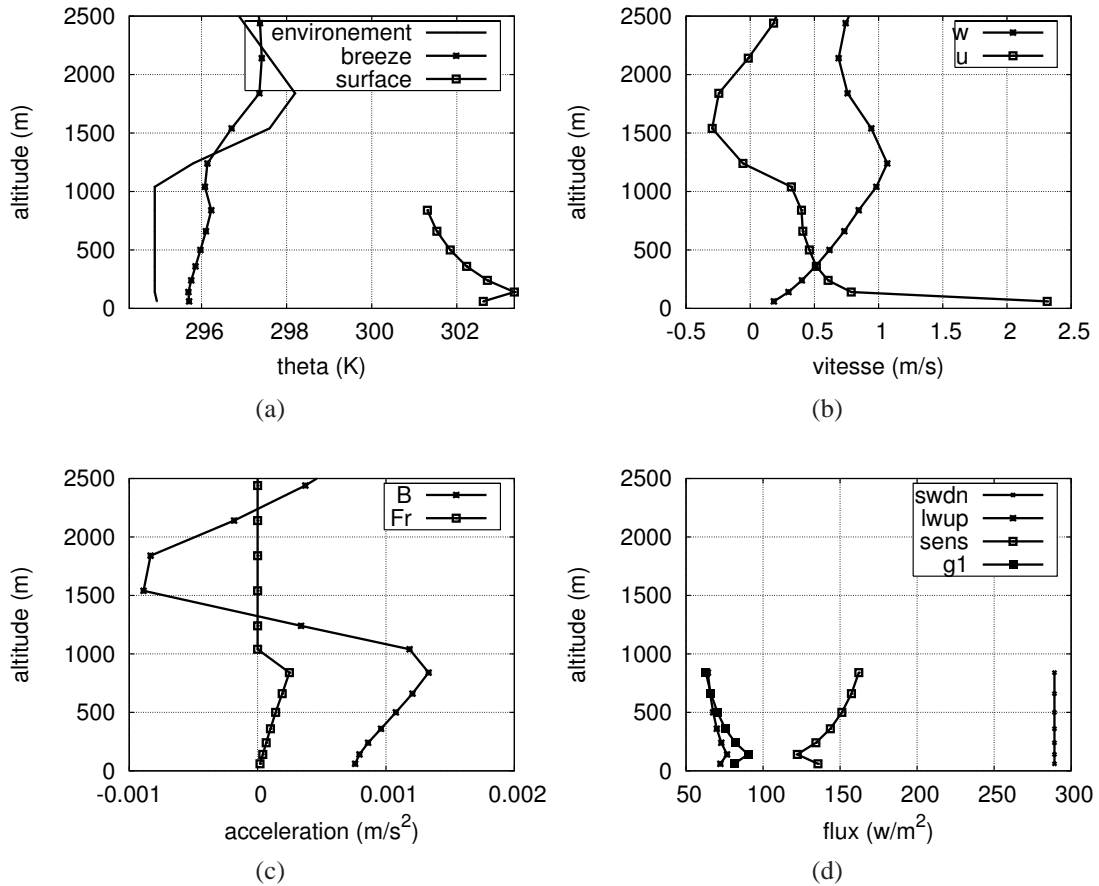


FIG. 3.2 – Profils verticaux de brise, configuration standard, couplée avec le sol (version 4 de Tab3.2, configuration standard de Tab 3.1). (a) température potentielle de l’environnement $\bar{\theta}$, de brise θ , de la surface θ_s ; (b) vitesse verticale w , vitesse d’entraînement μ , (c) accélération, flottabilité B et friction Fr , (d) flux à la surface, ϕ_{swdn} , ϕ_{lwup} , ϕ_{sens} et ϕ_{g1} .

1. Fig 3.1 a montre que la température potentielle de brise θ croît verticalement dans la partie en contact avec le relief, et au-dessus, elle rejoint la θ de l’environnement par l’effet de l’entraînement. Au-dessus de l’inversion de couche limite (1000m), la brise dépasse l’inhibition et continue à se développer. La θ_s de la surface de relief décroît avec l’altitude, à cause de l’effet de refroidissement par l’écoulement la brise, qui est de plus en plus fort en altitude, car la température de l’environnement est constante en dessous du niveau d’inversion. Dans cette simulation, on trouve que l’écart de la température entre la surface et la brise est beaucoup plus important que l’écart entre la brise et l’environnement. On peut faire l’analyse

3.3. Résultats : Caractéristiques de brise

d'échelle de la relation $(\theta - \bar{\theta})/(\theta_s - \theta)$ à partir de l'équation d'énergie :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial v \theta}{\partial s} - \bar{\theta} \frac{\partial v}{\partial s} = C_d |v| (\theta_s - \theta) \sigma$$

à l'état d'équilibre ($\frac{\partial \theta}{\partial t} = 0$),

définissons L comme l'échelle de longueur de pente, H de l'épaisseur de la couche de brise, et U de la vitesse au long de la pente, on trouve alors

$$U(\theta - \bar{\theta})/L = C_d U(\theta_s - \theta)/H$$

$$\boxed{\frac{T - \bar{T}}{T_s - T} = C_d \frac{L}{H} \sim 10^{-1}}$$

2. Fig 3.1(b) montre que la vitesse verticale w croît avec l'altitude, et décroît au dessus de la couche d'inversion comme on peut s'y attendre. La vitesse d'entraînement μ est maximum dans la première couche car elle représente en réalité la couche de ventilation classique dans la couche limite atmosphérique. Elle décroît légèrement avec l'altitude, et s'annule quand les profils de $\bar{\theta}$ et θ se croisent au-dessus de l'inversion. Elle reste faible ($< 0.5m/s$) en dessus de première couche, par rapport à la vitesse verticale qui peut atteindre $1.5m/s$.
3. Fig 3.1(c) montre que la flottabilité B croît avec l'altitude, décroît au dessus du sommet de montagne ($840m$), ce qui montre que l'effet de réchauffement par la surface de relief est la source d'énergie de la brise. Elle devient négative au-dessus de la couche d'inversion, redevient positive quand la brise vainc l'inhibition. La valeur absolue de friction de surface de relief croît avec l'altitude, comme la vitesse de brise. Son ordre de grandeur est de l'ordre de 10% de la flottabilité — ce que montrait déjà notre analyse des ordres de grandeur au chapitre II.
4. Fig 3.1(d) Le flux de grandes longueurs d'onde décroît avec l'altitude, car la température de surface de relief décroît. Le flux sensible $C_d |v| (\theta_s - \theta) \sigma$ croît avec l'altitude, avec $|v|$, et $\theta_s - \theta$ décroît avec l'altitude, soit : la tendance croissante de flux sensible en altitude est due à la vitesse de brise.

3.3. Résultats : Caractéristiques de brise

La Fig 3.2 montre la brise couplée avec le sol, ce qui a essentiellement pour effet de baisser la température de surface et les flux associés. Le flux vers le sol est alors comparable en stationnaire avec le flux sensible vers la brise. La vitesse verticale est diminuée de 50%.

3.3.2 Variation temporelle

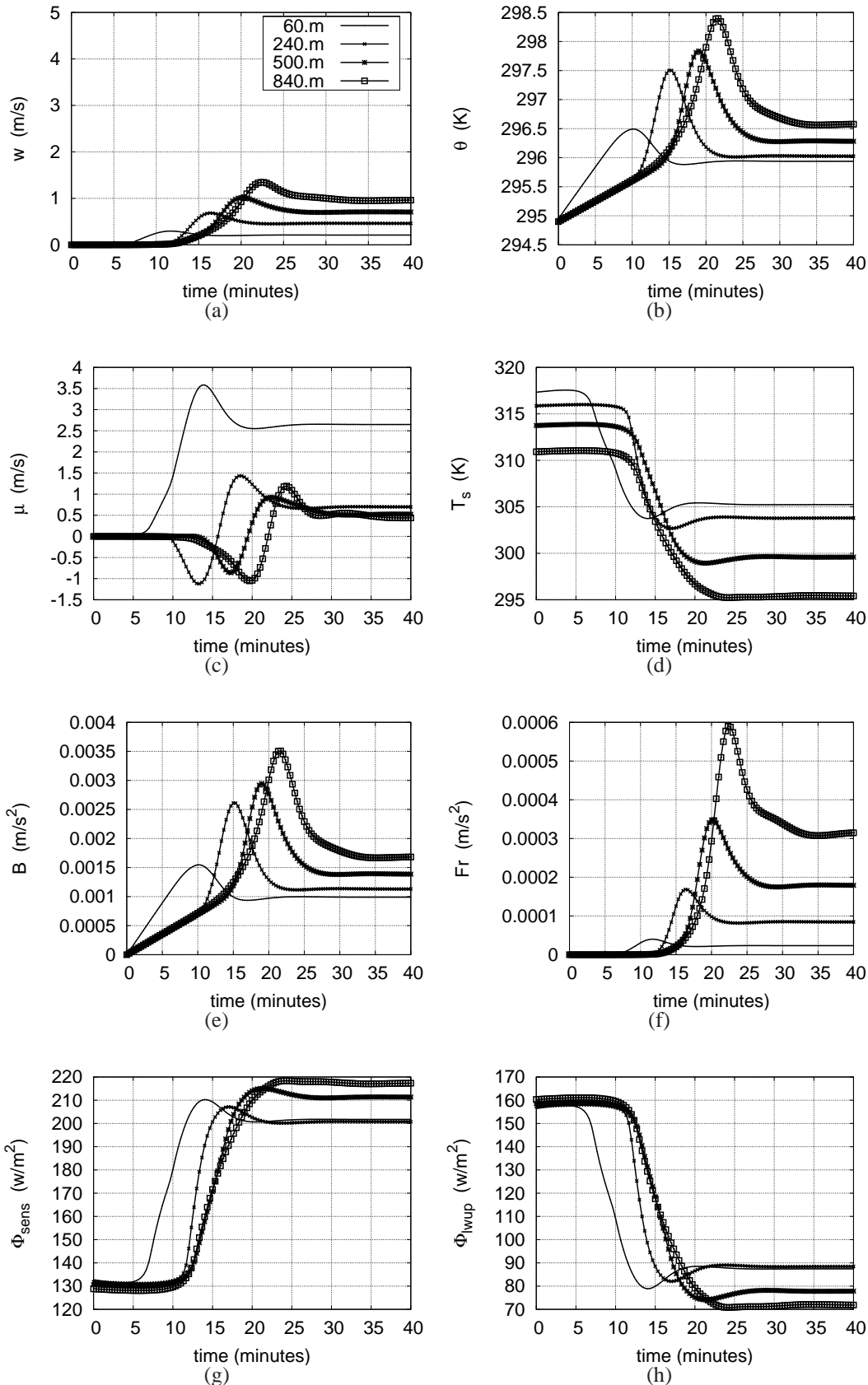
On examine à présent la manière dont la brise s'établit du bas en haut de la pente hors couplage avec le sol.

Fig. 3.3 montre toutes les grandeurs du système brise-surface, sans couplage avec le sol, correspondant à la version 2 du tableau 3.2, avec la configuration standard du tableau 3.1.

1. Les grandeurs croissant avec l'altitude : la vitesse verticale(a) , la température potentielle de brise (b) , la flottabilité (e) , la friction (f) et le flux sensible (g) ;
2. Les grandeurs en fonction décroissante de l'altitude : la vitesse d'entraînement (c), la température à la surface (d) et le flux longwave up (h) . ;
3. Comportement de la première couche : l'entraînement est très important dans la première maille, car elle est plus chaude que la deuxième — ceci est supposé dans notre modèle prendre en compte la circulation en amont de la brise dans la couche de ventilation : la première couche comporte une partie horizontale de 100m ;
4. Les temps d'équilibre : au chapitre II (modélisation section 1.9), on a fait une analyse d'ordre de grandeur du temps d'équilibre de brise en considérant une brise homogène au long de la pente. Ici, on montre les résultats de simulation du modèle plus complet. La brise se propage de bas en haut, plus le niveau est haut, plus tard la brise atteint son état d'équilibre, le temps d'équilibre dans cette simulation ne dépasse pas 40 minutes. Le temps d'équilibre dépend beaucoup de l'inclinaison de la pente du relief : pour un pente de 30°, il est de l'ordre de 15 minutes.

On constate que dans ce cas non tempéré par l'inertie du sol, le schéma numérique temporel associé aux volumes finis en schéma amont donnent un comportement lisse

3.3. Résultats : Caractéristiques de brise



64

FIG. 3.3 – Variation temporelle des variables de brise (version 2 de Tab3.2, configuration standard de Tab 3.1). (a) vitesse verticale w , (b) température potentielle θ , (c) vitesse d'entraînement μ , (d) température à la surface T_s , (e) flottabilité B , (f) friction F_r , (g) flux sensible ϕ_{sens} , (h) flux longwave up ϕ_{lwup} .

3.3. Résultats : Caractéristiques de brise

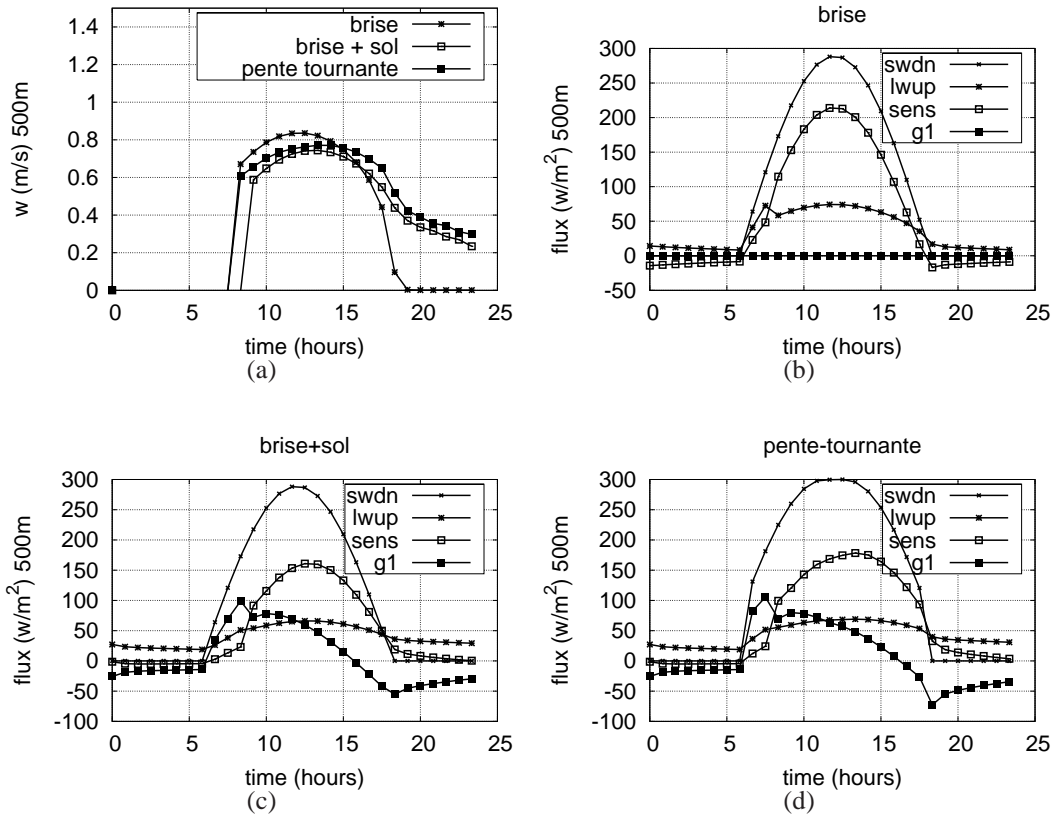


FIG. 3.4 – L'évolution temporelle des flux de surface (à 500m). (a) les vitesses verticales des différentes versions ; (b) sans couplage avec le sol ; (c) couplage avec le sol ; (d) pente tournante.

d'établissement de la brise et montre une bonne robustesse numérique avec le pas de temps choisi de 30s, suffisant pour assurer la stabilité d'advection pour des mailles de 60 à quelques centaines de m en z jusqu'à des vitesses verticales de plusieurs m/s. Le modèle passe bien les transitions avec un entraînement pouvant changer de signe à l'arrivée de la brise, avec un comportement non trivial.

3.3.3 Brise couplée avec le sol

On introduit à présent les conditions du cycle diurne pour se rapprocher des conditions de fonctionnement du modèle dans un GCM.

1. Fig3.4 (a) Montre l'effet d'inertie du sol en aspect temporel, avec un retard ob-

servé du maximum de brise après l'heure du maximum d'ensoleillement, et prolongation après l'heure du coucher du soleil (16h dans le modèle), la brise continue à exister quand l'énergie accumulée dans le sol est restituée.

2. (b) Sans couplage avec le sol, tous les flux s'arrêtent à 18h.
3. (c) Le flux échangé avec sol change de signe après 16h, il réchauffe alors la surface, fournissant la source d'énergie de brise.
4. (d) montre qu'avec la pente restant face au soleil, on obtient les flux à la surface très similaires à ceux de la pente orientée vers le sud, mais la durée de brise est plus longue.

3.3.4 Pente tournante

Nous avons établi ce test dans l'optique de rechercher ce maximum significatif de brise à travers un ensemble de pentes d'orientations variées, en espérant que ce modèle de pente tournante enveloppe les pics de brise correspondants à des orientations différentes. On a fait un essai en faisant 8 simulations avec l'orientation variée (version4), de 0°(sud) à 315°(sud-est), et une simulation avec la pente restant face au soleil (version5).

Est-ce que cette hypothèse simule bien la majorante de la source d'énergie et l'énergie cinétique de brise ?

1. Fig. 3.5(a) montre qu'en maintenant la pente face au soleil à tout instant, le modèle a bien pris en compte l'effet majorant de l'orientation.
2. l'intensité de la brise a deux pics non-symétriques dans la journée, ceci est lié avec le forçage solaire, ϕ_{sw} , qui varie en fonction des latitude et longitude du soleil, avec les valeurs (latitude 18°N, longitude du soleil 90°, le 23 juin) dans notre simulation. Le fait que le deuxième pic est plus important que le premier est dû à l'effet d'inertie du sol, qui accumule la chaleur et reste plus chaud l'après-midi : le flux sensible atteint un pic plus important que celui du matin, ce qui semble réaliste.

On cherche à présent les facteurs qui déterminent le maximum journalier de brise en faisant des tests de sensibilité en fonction de la latitude et de l'inclinaison de la pente, deux angles qui interviennent pour la détermination de l'ensoleillement, 2.2.4.1.

3.3. Résultats : Caractéristiques de brise

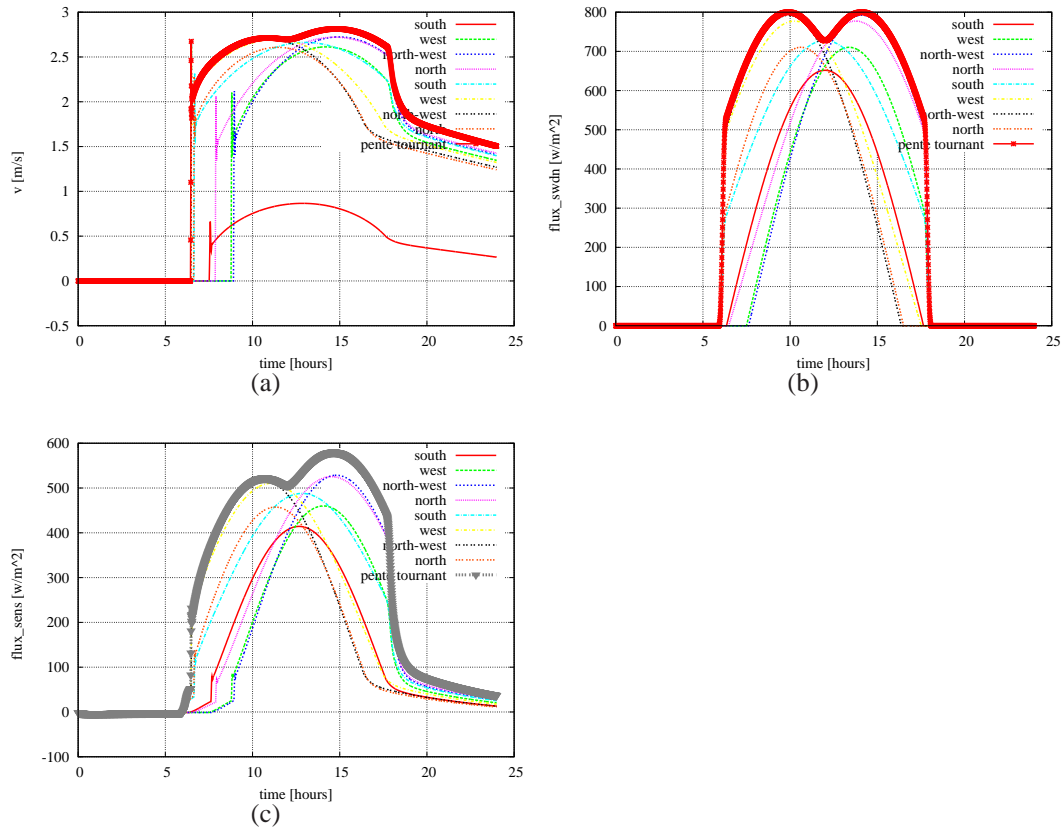


FIG. 3.5 – Test de hypothèse de l'enveloppe de pente tournante, 3ème couche ; pente tournante : rouge gras, pentes de diverses orientations : multi-couleur et fine. (a) w, (b) flux d'ensoleillement, (c) flux sensible.

1. Fig 3.6(a) montre qu'avec la même l'inclinaison de pente, le maximum journalier se trouve aux mêmes heures, quelle que soit la latitude.
2. Fig 3.6(b) montre que plus la pente est forte, plus le maximum journalier sera retardé. Ceci est dû au fait qu'une pente plus forte reste ensoleillée plus tôt et plus tard (pour une pente tournante), du lever jusqu'au coucher.

3.3.5 Oscillation

Dans le chapitre II modélisation, une étude théorique de l'oscillation de brise due à la flottabilité et la stabilité de l'environnement a été effectuée avec un flux sensible constant, sans couplage avec la surface et sans variation du cycle diurne, notre modèle

3.3. Résultats : Caractéristiques de brise

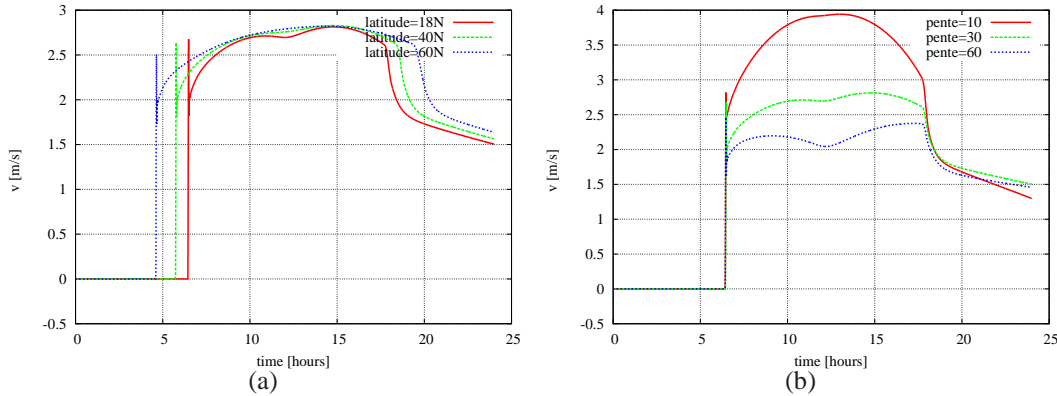


FIG. 3.6 – Test des cycles diurne de pente tournante (3ème couche). (a) en fonction de la latitude, (b) en fonction de l'inclinaison de pente.

est ici plus complet, et les Fig3.7 illustrent les comportements de brise en fonction du gradient vertical (lapse rate), avec ou sans cycle diurne, avec ou sans couplage avec le sol :

1. Fig(a), (b) et (c) montrent la brise sans couplage avec le sol, forcée par un ensoleillement constant dans le temps, en environnement neutre, (a) : on n'observe pas d'oscillation ; par contre, dans un environnement très stable, (lapse rate de 0.005k/m), fig. (c) : on observe l'oscillation avec une période d'environ 20 minutes.
2. Fig(d), (e) et (f) montrent la brise sans sol, forcée par le short wave avec un cycle diurne ; dans un environnement très stable, Fig(f) : l'oscillation apparaît, elle suit le cycle diurne de forçage.
3. Fig(h), (i) et (j) montrent la brise couplée avec le sol, avec cycle diurne, l'effet d'inertie du sol qui a prolongé la brise au-delà du coucher semble fournir les conditions d'apparition de cette oscillation.

Ce qui ressort clairement de tous ces cas est le fait que dès que l'entraînement s'annule, les oscillations apparaissent, ce qui est conforme à notre analyse analytique. Par rapport à cette analyse, on a ici de plus un flux sensible dépendant de la vitesse : on le voit osciller en décroissant dans la Fig. 3.8 mais du fait de l'échelle on le voit mieux sur la friction qui oscille de manière semblable.

3.3. Résultats : Caractéristiques de brise

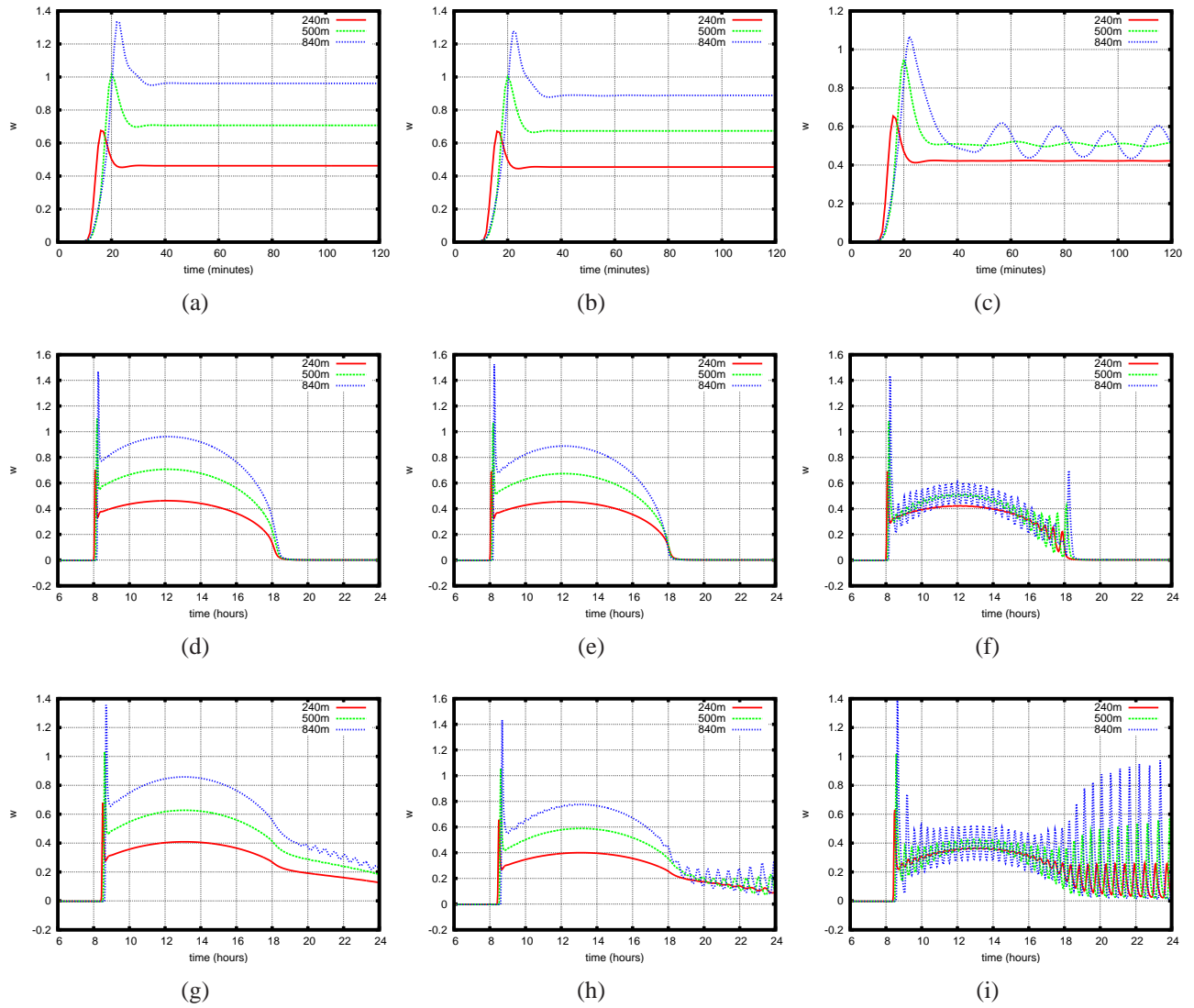


FIG. 3.7 – Phénomène d'oscillation : vitesse verticale w en fonction du lapse rate $\frac{d\bar{\theta}}{dz}$. (a)-(c) : sans couplage avec le sol, sans cycle diurne de soleil, simulation en 120 minutes ; (d)-(f) : sans couplage avec le sol, avec cycle diurne, simulation en 24 heures ; (g)-(i) : couplage avec le sol, avec cycle diurne, simulation en 24 heures. La hauteur de montagne est de 840m, le lapse rate est imposé de la surface jusqu'à 1000m, avec inclinaison de pente de 10° . (a), (d) et (g) $\frac{d\bar{\theta}}{dz} = 0$, (b), (e) et (h) cas avec stratification de l'environnement : cas modéré $\frac{d\bar{\theta}}{dz} = 0.001\text{k/m}$, (c), (f) et (i) cas fort $\frac{d\bar{\theta}}{dz} = 0.005\text{k/m}$.

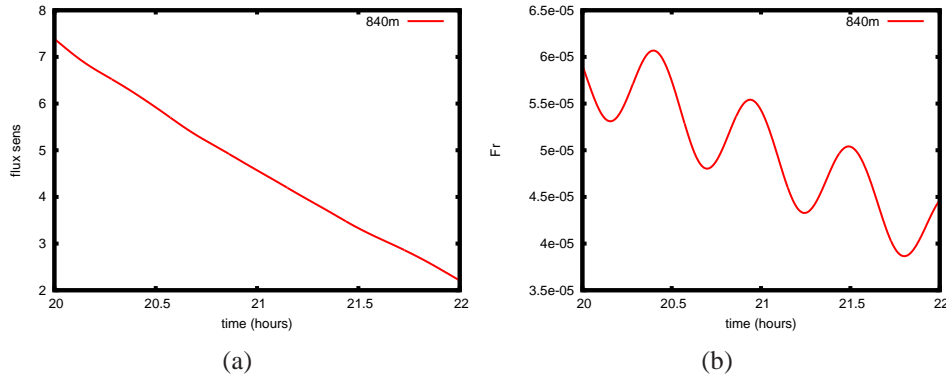


FIG. 3.8 – Facteur d’oscillation dans un environnement neutre, couplé avec le sol, à 840m, 20h-22h. (a) flux sensible ϕ_{sens} , (b) la friction Fr .

Au lever de brise, la transition rapide provoque un choc qui fait osciller la vitesse mais est amortie par l’effet d’entraînement : cas (e) et (h) par exemple. Le phénomène est moins fort dans le cas de stratification modérée. On peut aussi observer que ce phénomène accompagne des vitesses plus faibles, mais cependant dans le cas (i), des pointes à 1m/s sont visibles : pourraient-elles être à l’origine d’un déclenchement ? Il faudrait analyser le phénomène avec changement de phase (processus de condensation) pour s’en assurer. Nous laisserons ce problème en dehors de la première implémentation du modèle de brise dans le GCM.

Notre conclusion est que l’observation de cette oscillation avec notre modèle conforte sa bonne représentation des phénomènes physiques liés aux vents anabatiques, ce qui, étant donné la grille très simple avec laquelle il est appliqué ne coulait pas de source.

3.4 Tests de sensibilité

Avec Mini-Ker¹, on bénéficie d’un ensemble d’outils de calcul des sensibilités. Pour prendre le plus simple, celui des sensibilités aux conditions initiales par exemple, elles sont définies pour les faibles amplitudes par ce que l’on appelle le Système Linéaire Tangent (SLT). Il s’agit d’intégrer un système linéaire où les variables sont les écarts à la trajectoire de référence : $\Delta\eta$ pour les variables d’état, $\Delta\varphi$ pour les transferts (au lieu

¹cf pages <http://web.lmd.jussieu.fr/ZOOM/>

3.4. Tests de sensibilité

de η et φ pour la trajectoire).

Ce problème classique de l'analyse des systèmes dynamiques est résolu par le calcul d'une matrice $\Phi(t, 0)$, que l'on appelle la matrice de propagation ou Propagateur. Alors, l'écart à l'instant t de la trajectoire perturbée par un changement $\Delta\eta(0)$ des conditions initiales s'écrit $\Delta\eta(t) = \Phi(t, 0)\Delta\eta(0)$: $\Delta\eta(t)$ est la sensibilité au cours du temps à la perturbation initiale. Chaque colonne de $\Phi(t)$ donne la sensibilité du vecteur d'état à la perturbation initiale d'une composante de ce vecteur. Il suffit d'intégrer le long de la trajectoire le propagateur de sensibilité ; on obtient $\Phi(t, 0)$ en intégrant le système linéaire :

$$\begin{cases} \partial_t \Phi(t, 0) = A(t)\Phi(t, 0) \\ \Phi(0, 0) = I \end{cases}$$

Cette matrice s'intègre avec la même matrice jacobienne $A(t)$ que la trajectoire (cf Lahlou et al., 2008) : c'est l'hypothèse linéaire². Un paramètre peut être assimilé à une variable d'état supplémentaire avec une avance nulle : $\partial_t C_d = 0$. C'est comme cela que sont obtenues toutes les sensibilités aux paramètres présentées dans ce manuscrit. On note $\frac{d\alpha}{d\beta}(t)$ cette sensibilité de la variable α au paramètre β . Ce calcul est par définition d'autant plus juste que l'amplitude de variation est petite.

On regarde le côté quantitatif et qualitatif (car le signe est plus robuste) de la réponse linéaire des variables du modèle à une perturbation que nous séparons en *forçages* (qualité de l'environnement) et en *paramètres* du modèle.

Nous avons effectué plusieurs évaluations du comportement du modèle en faisant varier d'abord la pente et l'épaisseur de la couche de brise qui sont deux paramètres incertains du modèle.

Une question que nous nous posions concernait l'importance du Cdrag sur la brise ; en effet, il a un effet de ralentissement par effet de frottement mais aussi un effet d'amplification des flux de surface. Ces deux effets antagonistes sont analysés.

Nous présentons également un essai portant sur l'effet possible de vents locaux induits

²on a supposé pour faire simple que le système ne comportait pas de transferts. Le système complet utilise les quatre matrices jacobienne décrites au chapitre II, et on obtient de même la sensibilité des transferts aux conditions initiales.

par des effets de vallées pour évaluer leur importance ; ceci permet surtout d'estimer la qualité du modèle mais de plus d'envisager des développements futurs s'ils s'avéraient nécessaires.

Enfin, la dynamique de l'établissement de la brise nous importe pour justifier la construction d'un algorithme de détermination des solutions statiques de l'écoulement, que nous pensons rapide par rapport aux effets de l'inertie du sol. Ceci dans la recherche de simplification du code de paramétrisation pour le GCM.

3.4.1 Forçages

Cette analyse de sensibilité est appliquée au cas 1 dans le tableau 3.2, avec un forçage solaire constant, sans couplage avec le sol. Cette version porte l'effet le plus directement sur la partie aéraulique du système. La configuration de simulation est comme dans le tableau 3.1, avec une pente de 10° .

Notons que la perturbation est calculée en unités, par exemple, $1w/m^2$ pour $\delta\phi_{sw}$, $1k/m$ pour $\delta\gamma_e$. Pour obtenir des valeurs réalistes, il faut faire la pondération : multiplier par 50 la valeur de δw obtenue, ceci correspond à une perturbation de ϕ_{sw} de $50w/m^2$.

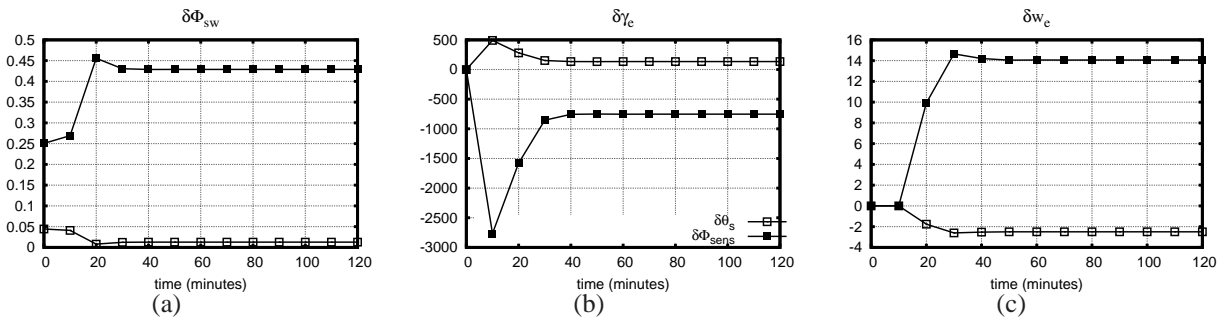


FIG. 3.9 – Test de sensibilité de flux sensible ϕ_{sens} et de température de surface θ_s (à 500m) en fonction de la perturbation des forçages : (a) à l'ensoleillement $\delta\phi_{sw}$, (b) au lapse rate $\delta\gamma_e$, (c) à la vitesse verticale dans l'environnement δw_e .

Ici nous choisissons le flux sensible ϕ_{sens} comme le représentant des grandeurs de brise et la température de surface θ_s comme représentant des grandeurs de sol. La Fig 3.9 montre que ces deux variables s'adaptent à la perturbation de manière opposée, soit $\theta_s \propto -\phi_{sens}$.

3.4. Tests de sensibilité

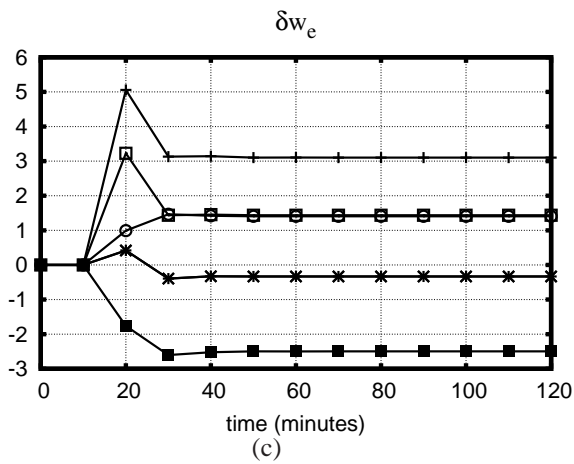
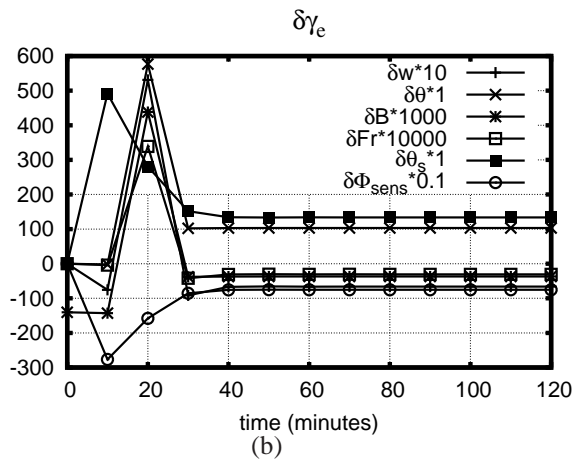
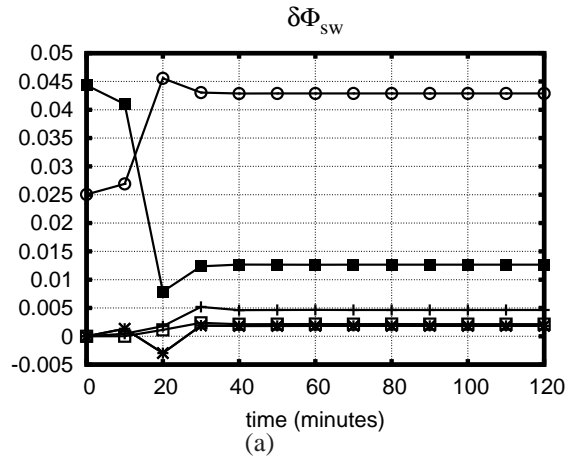


FIG. 3.10 – Test de sensibilité des grandeurs de brise et de la surface (à 500m) en fonction de la variation des forçages : (a) au short wave $\delta\phi_{sw}$, (b) au lapse rate $\delta\gamma_e$, (c) à la vitesse verticale dans l'environnement $\delta\bar{w}$.

3.4. Tests de sensibilité

variable	valeur	variation	δv (m/s)	$\delta \theta$ (k)	$\delta \theta_s$ (k)	δB (m/s ²)	δFr (m/s ²)	$\delta \Phi_{sens}$ (w/m ²)
Φ_{sw}	600 (w/m ²)	+ 50 (w/m ²)	+ 0.1	+ 0.1	+ 0.6	+1e-04	+1e-5	+ 20
γ_e	0. (K/m)	+ 0.025 (K/m)	- 0.1	+0.25	+0.3	- 8e-5	- 8e-6	- 2
\bar{w}	0. (m/s)	+ 0.05 (m/s)	+ 0.1	- 0.01	- 0.1	- 2e-5	+7e-6	+ 1

TAB. 3.3 – Ordre de grandeur des sensibilités des grandeurs de brise et de la surface en fonction de la perturbation des forçages.

La Fig3.10 montre les sensibilités des grandeurs de brise (vitesse, flottabilité, friction, température de surface et flux sensible) et de la surface (température), en fonction de la variation des forçages :

1. L'effet de short wave, Fig(a), la source d'énergie, est positif sur toutes les grandeurs du système : brise et surface ;
2. Fig(b) montre que la température potentielle de brise augmente quand la température potentielle de l'environnement augmente avec l'altitude, comme dans l'équation d'énergie 3.4, $\frac{\partial \theta}{\partial t} \propto \bar{\theta}$ quand l'accélération verticale $\frac{\partial w}{\partial z}$ est positive.

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial w \theta}{\partial z} - \bar{\theta} \frac{\partial w}{\partial z} = C_d |w| \sin \xi |(\theta_s - \theta)| / \mathcal{D} \quad (3.4)$$

3. Fig(c) montre que la flottabilité diminue quand la vitesse verticale de l'environnement augmente et est supérieure à zéro, comme dans l'équation de mouvement 3.5, $g(T_v - \bar{T}_v) / \bar{T}_v \propto -\bar{w}$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial w^2}{\partial z} - \bar{w} \frac{\partial w}{\partial z} = g \sin \xi^2 (T_v - \bar{T}_v) / \bar{T}_v \quad (3.5)$$

Tab. 3.3 montre l'ordre de grandeur des variations des grandeurs de brise et de la surface en fonction de la perturbation des forçages. Pour une même variation de la vitesse de brise au long de la pente v , $\delta v = \pm 0.1$ m/s, selon l'amplitude de la variation des forçages, nous constatons qu'un effet de la vitesse \bar{w} de 0.05m/s est comparable en amplitude à un flux de 50w/m², il faut un gradient vertical de la température potentielle γ_e de 0.025K/m pour annuler ces effets.

3.4. Tests de sensibilité

3.4.2 Paramètres

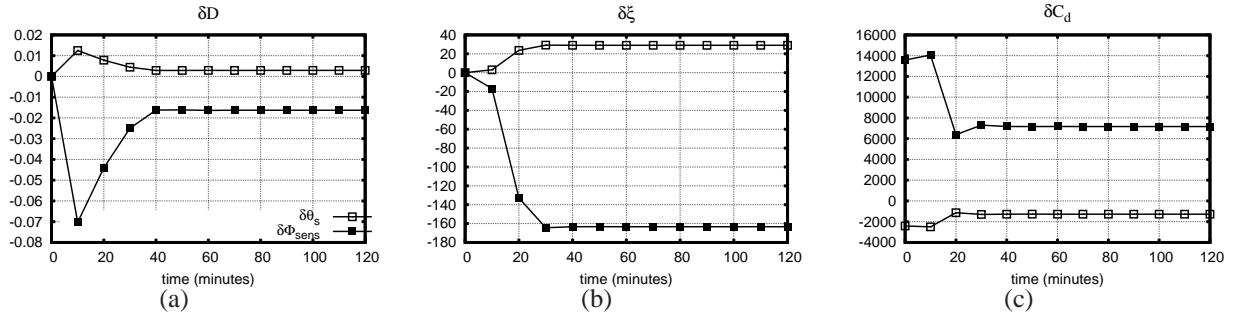


FIG. 3.11 – Test de sensibilité de flux sensible ϕ_{sens} et de température de surface θ_s (à 500m) en fonction de la variation des paramètres : (a) à l'épaisseur de la couche de brise $\delta \mathcal{D}$, (b) à l'angle d'inclinaison de la pente $\delta \xi$, (c) au cdrag δc_d .

Le Fig. 3.11 montre les sensibilités de flux sensible ϕ_{sens} et de la température de la surface θ_s (à 500m) en fonction de la variation des paramètres :

1. Comme ce que on a trouvé dans le test de sensibilité sur les forçages, le flux sensible ϕ_{sens} et la température de la surface θ_s s'adaptent à la perturbation de manière opposée pour les paramètres géométriques et de surface.
2. Si on augmente l'épaisseur \mathcal{D} et l'angle de la pente ξ , diminue la coefficient d'échange C_d , on obtient une augmentation de la température de surface θ_s et une diminution du flux sensible ϕ_{sens} . Dans l'équation d'énergie 3.4,

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} \propto C_d / (\sin \xi \mathcal{D}), \text{ le résultat de la sensibilité donne } \frac{\partial \phi_{sens}}{\partial t} \propto C_d / (\sin \xi \mathcal{D}) \text{ et}$$

$$\frac{\partial \theta_s}{\partial t} \propto -C_d / (\sin \xi \mathcal{D}), \text{ soit } \theta \propto \phi_{sens} \text{ et } \theta \propto -\theta_s.$$

L'intégration numérique du système de ces équations ne change donc pas substantiellement les signes attendus mais donnent en plus un bon ordre de grandeur de l'intensité des sensibilités aux perturbations. On peut ainsi vérifier que les schémas numériques utilisés (volumes finis et schéma semi-implicite en temps) conservent les qualités physiques du modèle.

Fig. 3.12 montre les sensibilités des grandeurs de brise et de la surface (à 500m) en fonction de la variation des paramètres. Par rapport les exceptions dans les sensibilité en

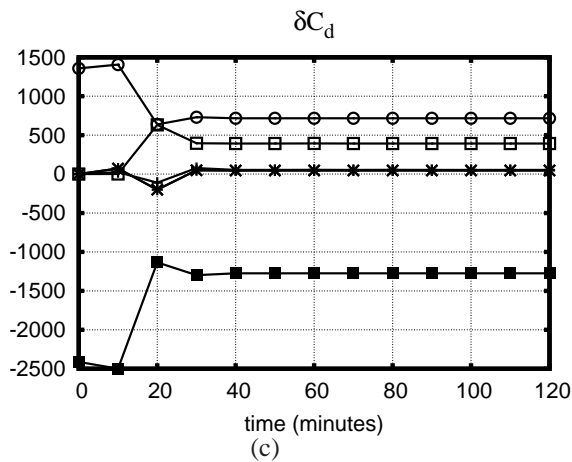
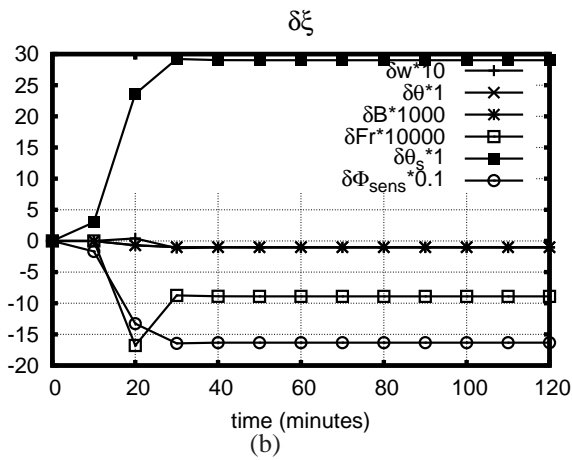
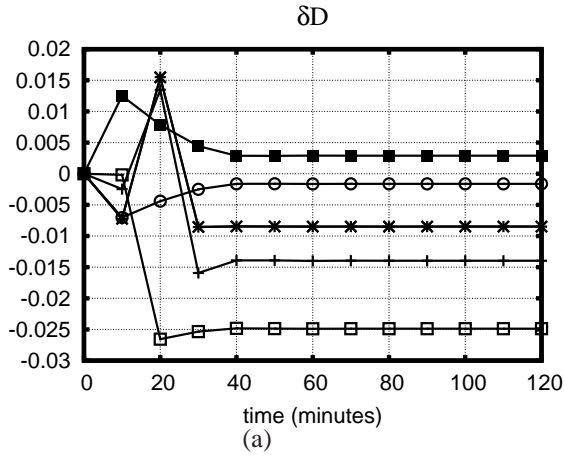


FIG. 3.12 – Test de sensibilité des grandeurs de brise et de la surface (à 500m) en fonction de la variation des paramètres . (a) épaisseur de la couche de brise $\delta \mathcal{D}$, (b) angle d'inclinaison de la pente $\delta \xi$, (c) cdrag δc_d .

3.4. Tests de sensibilité

fonction de la variation des forçages dus à l'entraînement des grandeur de l'environnement, on peut classer cette fois-ci l'effet en deux partie de signe opposé : la grandeur de la surface T_s et les grandeurs de brise, qui ont le même signe que leur source d'énergie, le flux sensible ϕ_{sens} .

variable	valeur	variation	amplitude	$\delta v (ms^{-1})$	$\delta \theta$ (k)	$\delta \theta_s$ (k)	$\delta B (ms^{-2})$	$\delta Fr (ms^{-2})$	$\delta \Phi_{sens} (wm^{-2})$
C_d	0.005	+ 0.005	100%	+0.1	+ 0.2	- 6	+ 2e-4	+ 2e-4	+ 40
\mathcal{A}	0.1	+ 0.05	50%	- 0.1	- 0.1	- 1	- 1e-4	- 1e-5	- 30
$\Delta \mathcal{D}$	100 (m)	+ 10 (m)	10%	- 0.1	- 0.1	~0	- 1e-4	- 1e-5	~0
ξ	0.17(10°)	+ 0.17(10°)	100%	- 0.1	- 0.1	+ 5	- 1e-4	- 1e-4	- 30

TAB. 3.4 – Ordre de grandeur des sensibilités des grandeurs de brise et de la surface en fonction de la perturbation des paramètres.

Tab. 3.4 donne l'ordre de grandeur de la variation des grandeurs de brise et de surface en fonction de la variation des paramètres. Pour la même variation de la vitesse de brise au long de la pente v , $\delta v = \pm 0.1 m/s$, selon l'amplitude de la variation des paramètres, nous constatons que l'effet de l'épaisseur de la brise \mathcal{D} est le plus remarquables que celles du coefficient de friction c_d et de l'albédo \mathcal{A} et de l'angle de la pente ξ .

3.4.3 Source d'énergie et l'environnement

1. Tab 3.6 : La source d'énergie (flux d'ensoleillement, flux sensible, $\phi_{sens} \propto \phi_{swdn}$) donne un effet positif pour toutes les grandeur de brise (la vitesse, la température, la flottabilité et la friction), $\theta \propto \phi_{sens}$, $w \propto \phi_{sens}$, et les grandeurs de sol, $\theta_s \propto \phi_{swdn}$. Les paramètres géométriques (épaisseur de la couche de brise, inclinaison de la pente) et de surface (albédo, coefficient d'échange) jouent uniquement dans le terme de source d'énergie : $\theta \propto C_d / (\sin \xi \mathcal{D})$.
2. Les grandeurs de l'environnement donnent un effet positif pour la variable correspondante de brise. Une augmentation de la vitesse verticale dans l'environnement augment la vitesse de brise, de même pour les températures. Dans ces deux cas, la sensibilité provient du terme d'advection dans l'équation de conservation : $\theta \propto \bar{\theta}$, $w \propto \bar{w}$.
3. Les calculs des sensibilités de modèle montrent des effets qu'on ne peut pas voir directement à partir des équations mathématiques locales d'un système non-

Perturbation par la source d'énergie	$\begin{aligned} \phi_{sens} &\propto \phi_{swdn} \\ \phi_{sens} &\propto C_d / (\sin \xi \mathcal{D}) \\ \theta &\propto \phi_{sens} \\ w &\propto \phi_{sens} \\ \theta_s &\propto \phi_{swdn} \\ \theta_s &\propto -\phi_{sens} \text{ (sauf dans le cas } \delta\phi_{swdn}) \end{aligned}$
Perturbation par l'environnement (via l'entraînement)	$\begin{aligned} w &\propto \bar{w} \\ w &\propto -\bar{\theta} \\ \theta &\propto \bar{\theta} \\ \theta &\propto -\bar{w} \end{aligned}$
Dynamique du système air-sol	$\theta \propto -\theta_s \text{ (sauf dans le cas } \delta\phi_{swdn})$

TAB. 3.6 – Tableau récapitulation des effets de perturbation par la source d'énergie et l'environnement sur le système air - sol, et le dynamique du système.

linéaire : la vitesse et la température de brise varient de manière opposée vis à vis d'une perturbation de l'environnement. L'augmentation de gradient vertical de la température de l'environnement augmente la température de brise mais diminue sa vitesse : $w \propto -\bar{\theta}$, l'augmentation de la vitesse verticale de l'environnement va augmenter la vitesse de brise, diminuer sa température : $\theta \propto -\bar{w}$.

- À l'interface, sauf le cas du flux d'ensoleillement, le flux sensible et la température de surface s'adaptent aux perturbations de manière opposées à une perturbation, $\theta_s \propto -\phi_{sens}$, comme $\theta \propto \phi_{sens}$, on a $\theta \propto -\theta_s$, les deux sous-systèmes, partie aéroulrique et le sol varient de manière opposée.

3.4.4 Simulations de pente faible de 1°

Les sensibilités montrées précédemment sont obtenues par la méthode du système linéaire tangent pour une pente de 10° : est-ce que les comportements qualitatifs changent quand la pente est plus faible ? Nous avons effectué ces mêmes tests à partir du cas de pente de 1°.

3.4. Tests de sensibilité

Fig.3.13 et Fig. 3.14 montre la sensibilité des grandeurs de brise et de surface (à 500m) en fonction de la variation des forçages et des paramètres, pour la pente=1°.

Pour une pente très faible de 1°, avec les mêmes forçages et paramètres (sauf la pente), la brise a mis plus longtemps à atteindre son état d'équilibre, environ 260 minutes, tandis qu'avec une pente de 10°, le temps d'équilibre est d'environ 40 minutes. Il n'y pas de différence qualitative (mêmes signes de sensibilité) par rapport à ceux d'une pente de 10°.

Conclusion Le système de brise-surface avec une pente de 1° a les mêmes rétroactions que pour 10°, vis à vis d'une perturbation. Nous avons également trouvé qu'une pente de 30° conserve les signes de sensibilité, mais le temps d'équilibre est plus court (environ 15 minutes). Nous constatons que le comportement du système de brise-surface avec pente forte est valable aussi pour les pentes faibles. Autrement dit, si la pente reste un paramètre à régler dans le GCM en fonction des conditions réalistes, la sensibilité du modèle aux conditions d'environnement ne devrait pas changer fondamentalement avec la valeur de ce paramètre.

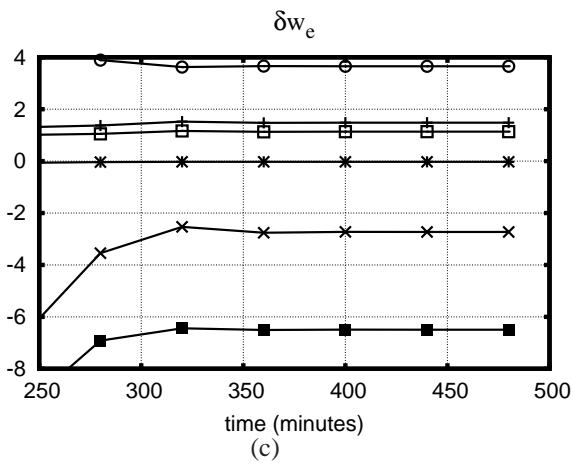
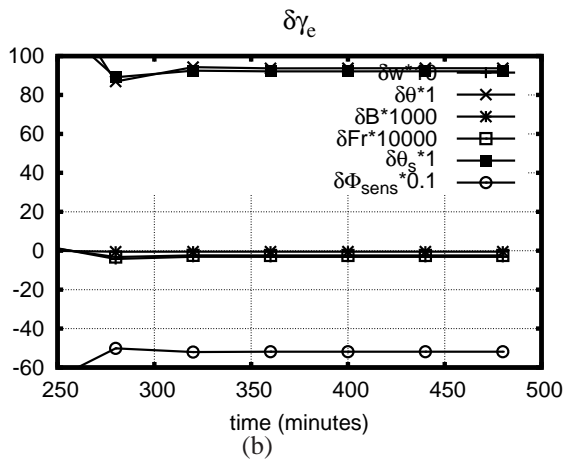
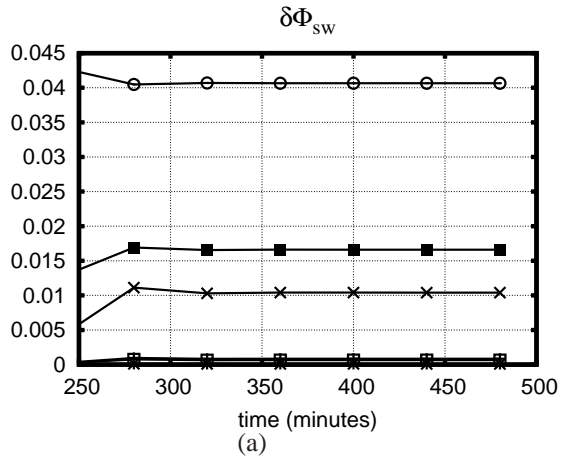


FIG. 3.13 – Test de sensibilité des grandeurs de brise et de la surface (à 500m) en fonction de la variation des forçages, pente=1°. (a) short wave $\delta\phi_{sens}$, (b) lapse rate $\delta\gamma_e$, (c) vitesse verticale dans l'environnement $\delta\bar{w}$.

3.4. Tests de sensibilité

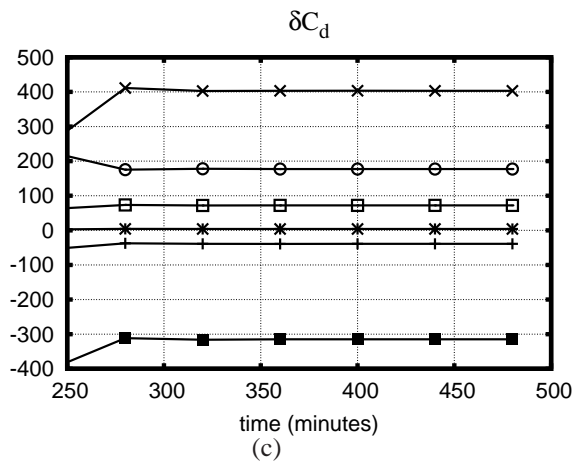
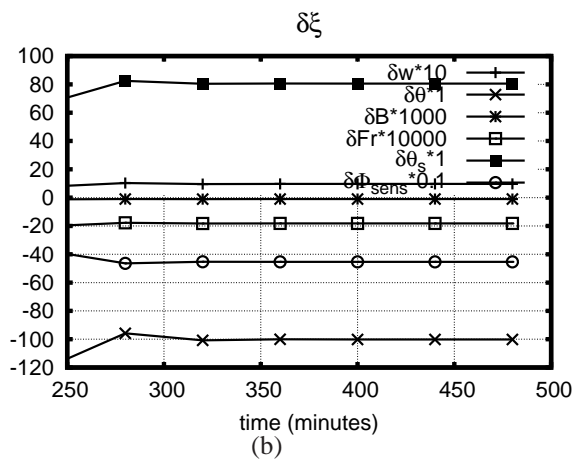
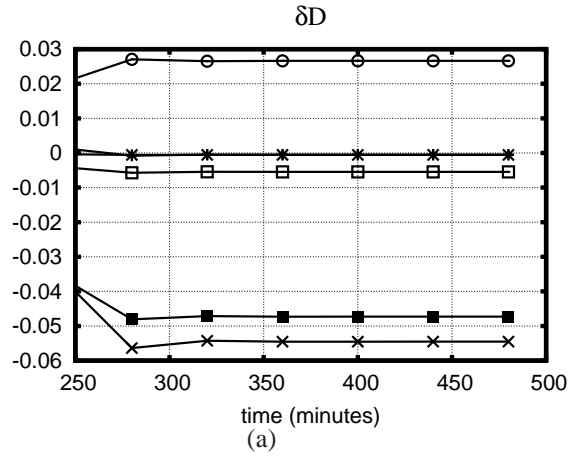


FIG. 3.14 – Test de sensibilité des grandeurs de brise et de la surface (à 500m) en fonction de la variation des paramètres, pente=1°. (a) épaisseur r du couche de brise $\delta \mathcal{D}$, (b) angle d'inclinaison de la pente $\delta \xi$, (c) c_{drag} δc_d .

3.5 Conclusion du chapitre

En soumettant le modèle numérique aux conditions standards du GCM, nous avons pu vérifier que les ordres de grandeur obtenus sont corrects, que le modèle est robuste, qu'il répond de façon réaliste aux conditions d'environnement. La partie aéraulique se met rapidement à l'équilibre comme nos calculs du chapitre II nous l'indiquaient. L'hypothèse de pente tournante a été prise et vérifiée pour obtenir une réponse de la brise au cycle diurne de l'ensoleillement sans accroissement de complexité géométrique. Plus surprenant pour un modèle simplifié sont nos expériences sur l'oscillation, qui montrent que l'essentiel des phénomènes physiques est bien représenté et en accord avec les observations de ce phénomène. Enfin, une analyse systématique aux principales caractéristiques de l'environnement permettent de conclure que le modèle devrait répondre correctement aux conditions de grande échelle dans le GCM. Par contre, la sensibilité aux paramètres incertains (épaisseur, dénivellation, pente, friction de surface) permet d'envisager des réglages pour l'estimation du rôle de la brise dans le déclenchement du modèle de convection profonde.

Chapitre 4

Le Modèle de brise dans un modèle de climat

Sommaire

4.1	Introduction	84
4.1.1	Première étape : modèle 1D en mode couplé	84
4.1.2	Seconde étape : modèle 3D en mode diagnostic	85
4.2	Mise en oeuvre	86
4.2.1	LMDZ4	86
4.2.2	Modèle stationnaire de brise	88
4.2.3	Critère de déclenchement de cumulonimbus	89
4.3	Résultats 1D (SCM)	91
4.3.1	Cas d'équilibre radiatif-convectif	91
4.3.2	Cas Hapex	104
4.4	Résultats 3D (GCM)	107
4.4.1	Traitement des topographies sous-maille	107
4.4.2	Observations issues des images satellite	108
4.4.3	Déclenchements simulés par le modèle	111
4.5	Conclusions du chapitre	117

4.1 Introduction

Nous passons dans ce chapitre à la mise en œuvre du modèle de brise dans le cadre du modèle de circulation générale LMDZ4 et à son couplage avec le schéma de convection profonde. Ce travail comporte plusieurs étapes : (1) Mise en œuvre et épreuve dans le cadre du modèle uni-colonne associé au GCM ; (2) Mise en œuvre en mode diagnostic et épreuve dans le GCM 3D ; (3) Épreuve et validation en mode couplé dans le GCM 3D. Notre travail est consacré aux deux premières étapes. La troisième étape devrait se dérouler à l'occasion de l'exercice CMIP5 préparant le prochain rapport du GIEC.

4.1.1 Première étape : modèle 1D en mode couplé

Une paramétrisation physique concerne par construction chaque colonne du GCM indépendamment, les couplages horizontaux étant pris en compte par la partie dite "dynamique" du GCM. Les modélisateurs de la partie "physique" développent d'abord leur modèle dans un modèle unicolonne, et la communauté internationale a mis en place un certain nombre de cas d'école ou de synthèse de campagnes de mesures permettant d'éprouver les modèles dans ce cadre unicolonne.

Ce procédé est d'autant plus avantageux que les "validations" en contexte 3D sont très indirectes : un processus physique va par exemple redistribuer verticalement des grandeurs ; la modification induite des gradients horizontaux mettra en action une redistribution dynamique des champs de telle manière que tous les processus couplés vont soit amplifier, soit masquer l'effet originel.

La philosophie des épreuves peut ainsi se résumer :

1. On vérifie en 1D que le cahier des charges physique est bien rempli, que le modèle réagit à l'environnement comme on l'attend et qu'il lui renvoie les signaux attendus : vérification essentiellement qualitative ;
2. On utilise les cas types 1D pour régler certains paramètres quasi-libres du modèle (aspects quantitatifs) ;
3. Les épreuves 3D consistent à vérifier que la nouvelle climatologie du modèle est améliorée dans les régions où la paramétrisation à l'épreuve est réputée impor-

4.1. Introduction

tante. Cela se fait éventuellement par des réglages supplémentaires ou par une analyse de sensibilité climatologique à ces paramètres ;

Dans notre cas, le problème est simplifié car notre analyse en dynamique dans Mini-Ker nous a permis de dégager une connaissance du comportement du modèle de brise dans des contextes variés. Il reste cependant à vérifier que la paramétrisation se comporte bien dans l'environnement numérique imposé par LMDZ4 : discrétisation verticale et récupération des caractéristiques géographiques ; comportement du modèle stationnaire et robustesse numérique.

4.1.2 Seconde étape : modèle 3D en mode diagnostic

Au-delà, les effets du modèle sur la grande échelle est ce qui nous importe, et l'effet des hypothèses retenues sur le cycle diurne de la brise (pente tournante et ses 10 degrés) et sur sa sensibilité aux dénivellations sous-mailles. Par exemple, si la brise déclenche la convection toujours à 7h du matin, cela va perturber le cycle diurne de la convection et impacter les phénomènes à l'échelle plus grande. Pour valider cela, il faut que la statistique du cycle de déclenchement et la corrélation avec la dénivellation soient conformes à ce qui a été trouvé dans l'analyse des images satellite. Et c'est dans le 3D, en comparant avec les observations qu'on peut régler les paramètres du modèle pour qu'il ne donne pas trop de précipitations locales à cause d'une fréquence de déclenchement trop importante. Mais supposons que ce soit le cas : alors, l'excès de précipitation va changer dramatiquement les conditions de surface et donc le comportement du modèle de brise : la statistique devient difficile à interpréter pour critiquer le modèle.

La technique classiquement utilisée pour pallier à cette difficulté consiste à évaluer une nouvelle paramétrisation d'abord en mode dit "diagnostic" : le modèle réagit à l'environnement calculé par le GCM mais ne lui envoie aucun signal. On peut ainsi comparer le déclenchement standard avec celui de la brise toutes conditions égales par ailleurs.

En conclusion, pour valider une paramétrisation d'un processus physique dans le modèle 3D, il faut d'abord choisir un environnement climatiquement correct, puis des données géographiques crédibles ; dans un premier temps on valide le déclenchement en mode diagnostic, c'est-à-dire sans couplage avec la convection ; dans un temps ultérieur seulement, on couplera avec le ou les modèles de convection.

4.2. Mise en oeuvre

	MiniKer	SCM	GCM
forçage	θ de l'environnement constante verticalement dans la couche limite	équilibre radiation-convection ou guidé par l'observation	sous l'effet d'advection dans la grande d'échelle, climatique
processus de condensation	non	oui	oui
brise	instationnaire	stationnaire	stationnaire
sol	2 couches	11 couches	11 couches
exploitation	caractéristiques idéalisées de brise en profil vertical et évolution temporelle, test de sensibilité aux forçages et aux paramètres	test d'intégration d'un modèle idéalisé dans un environnement complexe qui subit les impacts de nombreux processus physiques, test du couplage avec la convection et la poche froide	statistique de déclenchement en utilisant les vraies données topographiques, comparer avec des observations satellite en Afrique de l'Ouest, comparer avec ancien déclenchement

TAB. 4.1 – Différences entre le modèle de brise-sol dans miniker, SCM et GCM.

Le tableau 4.1 donne les principales différences entre les trois phases d'implantation et d'épreuve du modèle.

4.2 Mise en oeuvre

4.2.1 LMDZ4

Ce travail de thèse s'est déroulé à un moment de développement de la "nouvelle physique" de LMDZ4 en vue de l'exercice CMIP5, préparant le 5ème rapport de GIEC. Cette nouvelle version s'efforce à mieux représenter le cycle de vie de la convection profonde, et plus spécialement la convection tropicale. Elle comprend une représentation du couplage de divers processus de soulèvement (poche froide (wake), thermiques de la couche limite) avec la convection. Le schéma de couche limite thermique est celui développé par Hourdin et al. (2002) et Rio and Hourdin (2008), et le schéma de poche froide celui développé par Grandpeix and Lafore (2010), Grandpeix et al. (2010). Mal-

4.2. Mise en oeuvre

heureusement, cette version “nouvelle physique” ne permettait pas de simuler un climat réaliste au moment où les présentes simulations ont été réalisées. C’est pourquoi les nouvelles paramétrisations n’ont été utilisées en mode couplé que dans les simulations uni colonne.

Les versions de LMDZ4 utilisées sont :

1. Une version très proche de celle utilisée lors des simulations préparant le quatrième rapport du GIEC (Hourdin, 2006). Le schéma convectif est celui d’Emanuel (Emanuel 1991, Emanuel and Zivkovic-Rothman 1999) avec un déclenchement en flottabilité : la convection est déclenchée lorsque la flottabilité des particules soulevées adiabatiquement depuis le bas de la couche limite est positive à 40 hPa au-dessus de leur niveau de condensation. La paramétrisation des fractions nuageuses est celle de Bony and Emanuel (2001). Les effets de traînée et de portant du relief sont représentés par le schéma de Lott and Miller (1997). Notre version diffère par la résolution verticale (39 niveaux au lieu de 19) et dans le modèle de sol ; ici nous utilisons, pour l’eau, un modèle simple de type "seau d’eau" et, pour la chaleur, un modèle conducteur-capacitif à 11 couches (alors que la version originelle utilise le modèle de sol Orchidée). Cette version permet de simuler des précipitations sur les continents tropicaux en accord raisonnable avec les observations. Ceci est vrai en particulier sur l’Afrique de l’ouest, où la mousson présente un cycle saisonnier d’amplitude latitudinale proche des observations et une bonne structure : le flux de mousson, le Jet d’Est Africain (AEJ), le Jet d’Est Tropical (TEJ) ont des positions et des vitesses conformes à la climatologie. C’est avec cette version que sont réalisées les études diagnostiques du fonctionnement de la paramétrisation de brise dans le GCM (présentées dans la section 4.4).
2. Une version plus évoluée, comportant le schéma convectif d’Emanuel avec déclenchement et fermeture en ALE et ALP couplé au schéma de poches froides (Grandpeix and Lafore 2010, I et II). C’est cette version qui est utilisée dans les études de brise dans le SCM (présentées dans la section 4.3). Elle permet de coupler brise et convection profonde. Dans ces simulations 1D, nous imposons le contenu en eau du sol, ce qui nous permet d’étudier la sensibilité de la brise à ce paramètre.

4.2.2 Modèle stationnaire de brise

La paramétrisation de la brise de vallée consiste en une version stationnaire du modèle de brise (comportant les trois équations de conservation : eau, énergie et quantité de mouvement verticale), couplée, à chaque niveau de la grille verticale du GCM ou du SCM, à un modèle de sol. Le raccordement sol-brise, à chaque niveau, s'effectue par l'équation de bilan d'énergie à la surface, dans laquelle on tient compte, à la différence du modèle instationnaire du chapitre précédent, de l'évaporation.

La résolution des équations du modèle stationnaire discrétisé comporte une itération sur l'humidité q et une résolution analytique explicite pour la vitesse verticale w et la température T (équation du troisième degré). Au cours de cette résolution on calcule les dérivées des diverses grandeurs par rapport à la température de surface (Annexe A.3), ce qui permet ensuite de résoudre l'équation linéarisée de bilan d'énergie à la surface.

La dénivellation est égale à la différence entre l'altitude maximale et l'altitude moyenne de la maille. Ces paramètres de l'orographie sous-maille sont calculés par la paramétrisation de François Lott (Lott and Miller, 1997).

On fait l'hypothèse qu'il y a convergence des brises au sommet de la montagne et que, donc, la vitesse verticale de la brise au-dessus du sommet est égale à la vitesse le long de la pente en-dessous.

Au-dessus du sommet, la brise constitue un panache entraînant évoluant sous l'action des forces de flottabilité, et atteignant éventuellement son niveau de condensation (LCL). Il faut noter que si le niveau de condensation de la brise est atteint avant le sommet, on considère alors que les montagnes du massif susceptibles de participer au déclenchement sont celles dont le sommet est plus bas que LCL et que l'effet de convergence a toujours lieu avant d'atteindre LCL. On peut aussi bien justifier cette hypothèse comme un décollement induit par la turbulence nuageuse.

Le modèle de brise détermine ainsi, dans tous les cas, une valeur $ale_{oro} = 0.5 w_{lcl}^2$ pour l'énergie cinétique de la brise à son niveau de condensation (en attribuant une valeur nulle aux énergies cinétiques de brise ne parvenant pas jusqu'à LCL). C'est cette valeur que nous voulons utiliser pour le déclenchement de la convection nuageuse.

4.2.3 Critère de déclenchement de cumulonimbus

Selon Grandpeix and Lafore (2010), le déclenchement doit avoir lieu lorsque cette énergie cinétique permet de vaincre "l'inhibition"¹. Cependant, Grandpeix and Lafore (2010) (et aussi Rio and Hourdin, 2009) ne donnent pas d'indication sur ce que doit être cette inhibition dans le cas général : à quelle particule d'air soulevée et à quel profil est-elle relative ? S'agit-il de l'échelle locale ou de celle de la maille ?

Pour se référer à des problèmes analogues comme le cas du soulèvement par les poches froides, l'inhibition considérée est relative au soulèvement d'air extérieur aux poches à travers le profil extérieur aux poches ; dans Rio and Hourdin (2009), c'est l'inhibition associée au soulèvement d'air ayant les propriétés moyennes de l'air en bas de couche limite au travers du profil moyen dans la maille qui est prise en compte, sans que ce choix soit discuté.

Notre hypothèse de déclenchement est basée sur les observations suivantes :

1. Pour Zehnder (2006) : la convection se développe au fur et à mesure, par étapes. D'abord, des petits cumulus, et après, une convection peu profonde, puis très rapidement la convection profonde, correspondant au cumulonimbus. L'effet de la convection peu profonde sur l'environnement à meso-échelle est indispensable pour le déclenchement de la convection profonde (par un processus de transition).
2. Notre modèle représente l'apparition des petit cumulus directement liés à la brise. Mais il ne considère pas l'effet de brise sur l'environnement, et ainsi pas ce processus de transition.
3. Nous avons proposé un critère de déclenchement pour le cumulonimbus : $ale_{oro} + CIN > 0$, dans lequel l'effet thermique de l'orographie à l'étape initiale est considéré, mais qui comparé à l'inhibition de grande d'échelle CIN .

Cette hypothèse évite de représenter le processus de transition entre les petit cumulus d'échelle cent mètres et les cumulus d'échelle un kilomètre. Nous formulons alors l'hypothèse que l'énergie de brise est le premier bout du spectre d'énergie d'évolution des systèmes convectifs : si une ascendance de la taille de grands cumulus est déclenchée

¹"The possibility that some updrafts may overcome the convective inhibition is controlled by the kinetic energy of the air impinging on the gust front".

par la brise, alors son énergie sera proportionnelle à celle de la brise, soit l'énergie de brise multipliée par un coefficient. Le déclenchement de grands cumulus aura lieu quand l'énergie cinétique de l'ascendance sera supérieure à l'inhibition qu'elle rencontre. Cette grande ascendance étant d'échelle kilométrique, nous supposons que l'air qui la constitue a les propriétés moyennes du bas de la couche limite dans la maille du modèle. Alors, l'inhibition associée est par définition CIN, l'inhibition de grande d'échelle. En supposant, dans un premier temps, que le coefficient entre énergie cinétique de brise et énergie cinétique de grand cumulus est de l'ordre de un, on obtient comme critère de déclenchement de la convection : $ale_{oro} + CIN > 0$. Par la suite nous considérerons ces deux déclenchements : celui menant aux petits cumulus et celui pouvant déclencher la convection profonde.

Hypothèse de couplage avec d'autre processus de soulèvement pour la convection

1. le déclenchement

Dans une maille où un relief est présent, le contraste thermique entre les pentes du relief et l'air environnant est plus fort que les contrastes existants dans un plan horizontal traversant la couche limite ; l'énergie cinétique du vent anabatique est ainsi plus forte que celle des thermiques de couche limite. La brise peut ainsi fournir l'énergie cinétique induisant le déclenchement initial de la convection. Une fois que la convection s'est mise en marche, elle produit des descentes précipitantes, lesquelles alimentent des poches froides. Très rapidement, l'énergie des poches froides devient dominante pour maintenir la convection, comme nous allons le vérifier.

2. la fermeture

La puissance de la circulation à meso-échelle dans la couche limite induite par la brise sert à alimenter la convection profonde au début de son cycle de vie, avant que la puissance des poches froides ne devienne dominante. C'est une grandeur à déterminer par la paramétrisation. Dans un premier temps, nous utilisons la puissance des thermiques de la couche limite convective (Rio and Hourdin, 2009).

Notre hypothèse de déclenchement conserve un aspect arbitraire et devra être éprouvée aux résultats. Une autre approche pourrait être adoptée en considérant l'alimentation

4.3. Résultats 1D (SCM)

(ALP) de la colonne convective du cumulonimbus par un ensemble de brises issues d'un massif montagneux et participant à la modification de l'écoulement à meso-échelle. Cette approche devra dans l'avenir être développée par couplage du modèle de brise avec celui des thermiques de la couche limite.

4.3 Résultats 1D (SCM)

D'un point de vue physique, un modèle unicolonne associé à un GCM est un modèle d'évolution d'une colonne atmosphérique sous l'action de forçages (convergence de chaleur et d'humidité, convergence de masse ...) et des divers processus représentés par les paramétrisations physiques du GCM (échanges radiatifs, processus de couche limite, convection profonde, nuages, précipitations...).

D'un point de vue informatique, le modèle unicolonne (SCM = Single Column Model en anglais) associé au GCM LMDZ4 est constitué de toute la partie physique du GCM à laquelle sont ajoutées quelques annexes permettant de lire des forçages et de gérer l'avance dans le temps.

Notre paramétrisation est d'abord testée dans un cas idéalisé (cas d'équilibre radiatif-convectif), puis dans un cas guidé par l'observation d'un événement de convection profonde se situant dans la zone semi-aride du Sahel en Afrique de l'Ouest (cas Hapex).

4.3.1 Cas d'équilibre radiatif-convectif

On éprouve d'abord notre modèle dans un cas 1D idéalisé d'équilibre radiatif-convectif : on impose un flux solaire incident (Rayonnement SW) avec un cycle diurne correspondant à une latitude de 2°N en Juillet. Les caractéristiques du cas sont rassemblées dans le tableau 4.2. Le système se refroidit par rayonnement de Grande Longueur d'Onde (Rayonnement LW). Le rayonnement solaire (SW) est essentiellement absorbé par le sol (albédo de 0.2). Les processus de couche limite et de convection profonde redistribuent l'énergie et l'eau dans la troposphère. La surface et la troposphère émettent du rayonnement LW qui est perdu vers l'espace. Tous ces échanges sont simulés par la physique complète du GCM, sauf pour l'humidité du sol qui est ici prescrite. En particulier les processus nuageux interviennent et modifient les échanges radiatifs SW et LW.

flux solaire	
flux solaire incident $\bar{\Phi}_{swdn}$	800 w/m ²
latitude λ	2 N
longitude	0
mois	juillet
surface	
température potentielle de la surface	300 K
pression de la surface	1012 hPa
coefficient d'échange C_d	$5e-3$
albedo	0.19
coef. d'aridité (β)	0.25
relief	
dénivellation	800 m
inclinaison de la pente ξ	10
sol	
nombre de couches	11
humidité	20 kg/m ²
numérique	
version	LMDZ4V4 pour IPCC-AR4(LMDZ20091102.dev)
nombre de couches verticale s	39
pas de temps	15 minutes

TAB. 4.2 – Configuration standard de simulation du cas d'équilibre radiatif-convectif.

Au LMD, ce cas d'école a été utilisé intensivement pour mettre au point les nouvelles paramétrisations physiques liées à la convection, comme le modèle de poche froide et le schéma des thermiques de couche limite. Nous allons commencer par y mettre en œuvre le modèle de brise en mode diagnostic, puis nous le couplerons au schéma de convection accompagné des poches froides (section 4.3.1.3).

4.3.1.1 Brise

Les analyses sont effectuées sur deux jours de juillet.

4.3. Résultats 1D (SCM)

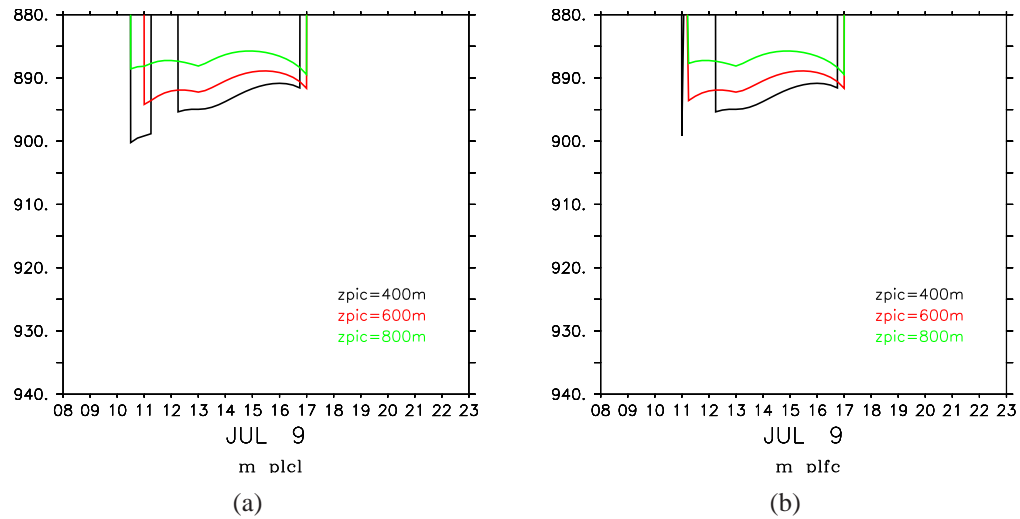


FIG. 4.1 – Évolution journalière des niveaux de condensation p_{lcl} et des niveaux de convection libre p_{lfc} de la brise en fonction de la dénivellation, cas d'équilibre radiatif-convectif. (a) p_{lcl} (b) p_{lfc} .

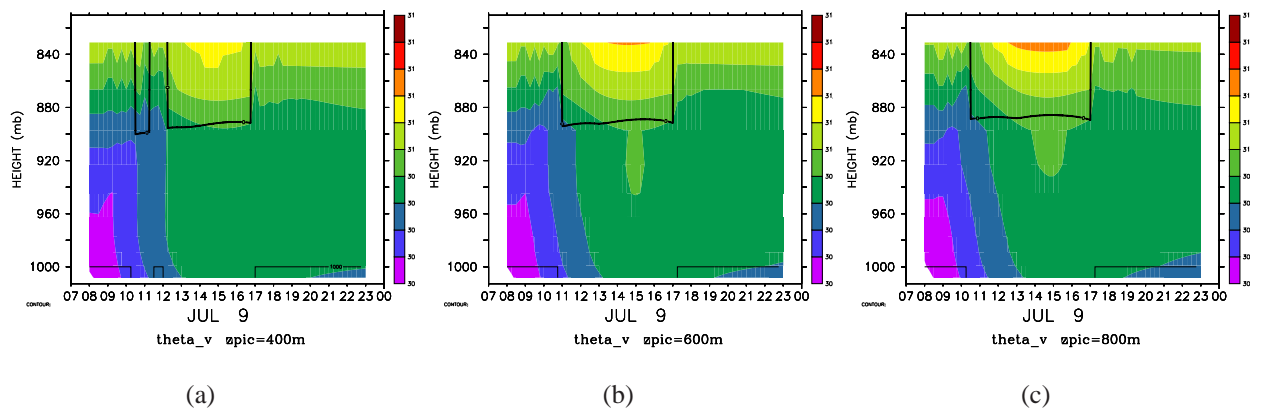


FIG. 4.2 – Évolution journalière de la température virtuelle de la brise θ_v , en fonction de la dénivellation, cas d'équilibre radiatif-convectif. couleur : θ_v , ligne : le niveau de condensation de brise. (a) zpic=400m, (b) zpic=600m, (c) zpic=800m.

4.3. Résultats 1D (SCM)

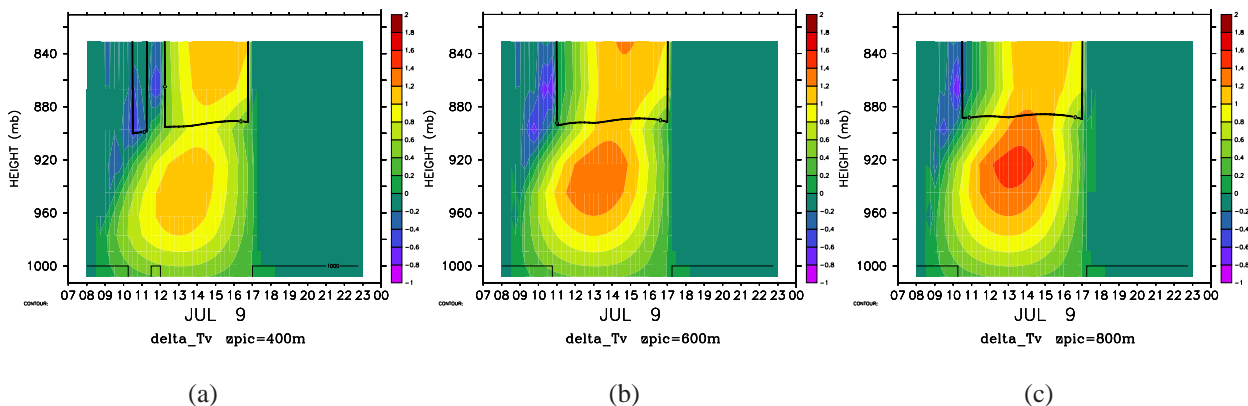


FIG. 4.3 – L'évolution journalière de l'écart de la température virtuelle brise-environnement ($\delta\theta_v = \theta_v - \bar{\theta}_v$) en fonction de la dénivellation, cas d'équilibre radiatif-convectif. couleur : $\delta\theta_v$, ligne : le niveau de condensation de brise. (a) $z_{pic}=400m$, (b) $z_{pic}=600m$, (c) $z_{pic}=800m$.

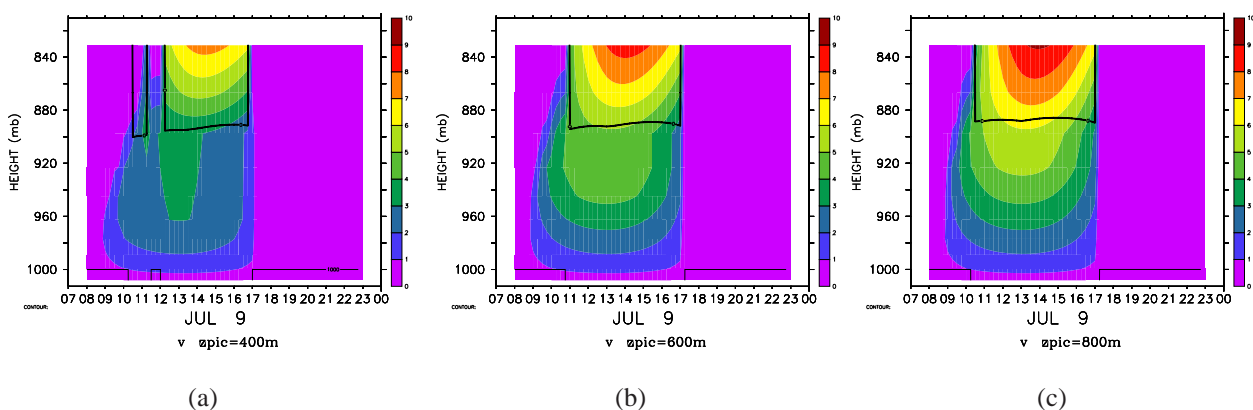


FIG. 4.4 – Évolution journalière de la vitesse de brise v (m/s) en fonction de la dénivellation, cas d'équilibre radiatif-convectif. couleur : v , ligne : le niveau de condensation de brise. (a) $z_{pic}=400m$, (b) $z_{pic}=600m$, (c) $z_{pic}=800m$.

1. La Fig. 4.1 (a) montre que les niveaux de condensation et de convection libre se situent au voisinage de 890 hPa. Pour une même inclinaison de la pente, plus la dénivellation est forte, plus le niveau de condensation de brise est élevé, avec cependant une variation très faible (40 hPa).
2. On constate sur ce cas que la température virtuelle potentielle θ_v de la brise augmente avec l'élévation du niveau de condensation, cf la Fig4.2 ; il peut ainsi y avoir

4.3. Résultats 1D (SCM)

deux effets contradictoires de l'accroissement de la dénivellation : d'une part une intensification de la brise, d'autre part un relèvement du niveau de condensation si un apport supplémentaire d'humidité n'a pas été suffisant pour maintenir une humidité relative constante.

3. Plus la montagne est élevée, plus la durée où la brise atteint son niveau de condensation est grande. De même la Fig.(b) montre que la durée où la brise atteint son niveau de convection libre p_{lfc} est importante. Là également, l'humidité du sol peut jouer, et nous effectuerons plus loin une analyse de sensibilité de cet effet.
4. Enfin, les Fig 4.2 , 4.3, et 4.4 montrent comment la dénivellation favorise l'intensité (θ_v , $\delta\theta_v$ et w) et la durée de brise dans le cas étudié.

Par rapport au modèle sans condensation étudié avec Mini-Ker, on découvre l'importance de cet effet qui s'articule avec l'intensité de la brise en fonction de l'élévation des reliefs. Le cycle diurne montre un double maximum lié à la course du soleil, et on remarque ce prolongement déjà constaté de l'effet de la brise vers l'après-midi, avec une légère intensification du vent anabatique et un maximum vers 13-14h locales.

4.3.1.2 Interactions brise - sol

Tests de sensibilité Ayant mis en évidence l'importance éventuelle de l'humidité sur les qualités de la brise à son niveau de condensation, on analyse à présent des cas en faisant varier l'humidité du sol.

1. La Fig.4.5 montre pour le cas sec un comportement monotone de l'intensité de brise au niveau de condensation w_{lcl} en fonction des paramètres : croissant avec la hauteur du relief z_{pic} , décroissant avec l'inclinaison de la pente du relief ξ et croissant avec le coefficient d'échange des flux de surface c_d .
2. Dans le cas humide , w_{lcl} est plus faible que pour le cas sec . Plus β est important, plus le flux latent est fort, et en conséquence , plus faible sont les flux sensibles, par le bilan d'énergie à la surface où le flux solaire incident ne varie pas.
3. En effet, la Fig. 4.6 montre que le rapport de Bowen (ϕ_{sens}/ϕ_{lat}) est plus fort dans les cas sec ($\beta = 0.1$ et $\beta = 0.3$) : l'intensité de brise décroît avec β , le flux sensible pilote la brise, alors que dans les cas humides ($\beta = 0.5$ et $\beta = 0.8$), c'est le flux

4.3. Résultats 1D (SCM)

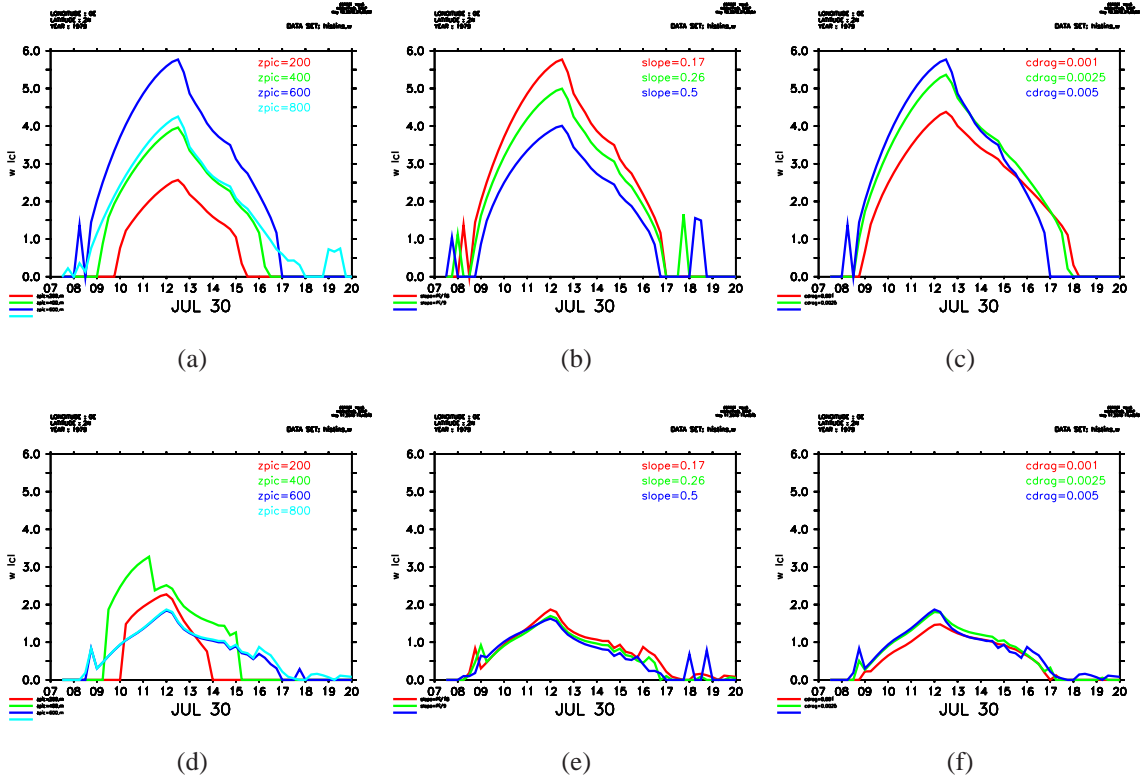


FIG. 4.5 – Cas d'équilibre radiatif-convectif, tests de sensibilité de w_{tcl} , (a), (b) et (c) dans le cas sèche $\beta = 0.3$, et (d), (e) et (f) pour le cas semi-sèche $\beta = 0.5$. Sensibilités : (a) et (d) à la hauteur du relief z_{pic} , (b) et (e) à l'inclinaison de la pente du relief ξ (c) et (f) au coefficient d'échange des flux de surface c_d . La configuration standard est $z_{pic} = 600 m$, $\xi = \pi/18$ (10°).

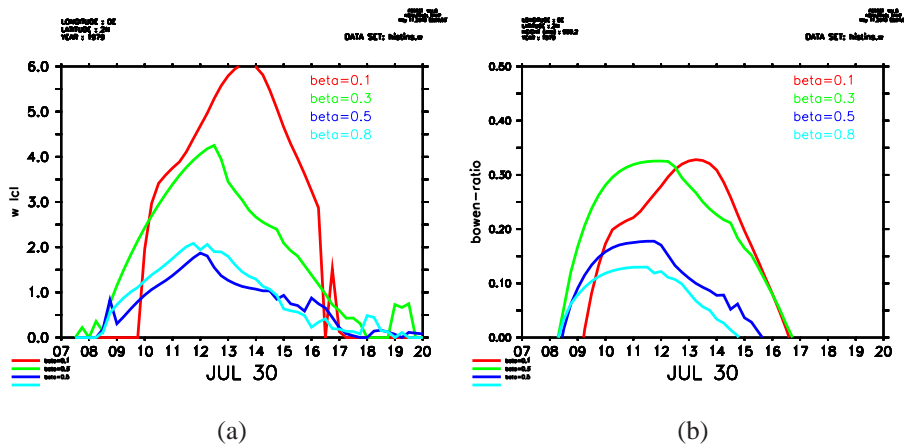


FIG. 4.6 – Test de sensibilité, (a) w_{tcl} en fonction du coefficient d'aridité β , (b) bowen ratio (ϕ_{sens}/ϕ_{lat}) en fonction de β , cas équilibre radiatif-convectif, au deuxième niveau.

4.3. Résultats 1D (SCM)

latent. Le cas sec est favorable au développement de la brise, ce qui s'explique par le refroidissement de la surface par évaporation : l'accroissement de flottabilité par apport de chaleur sensible l'emporte sur son accroissement par humidification.

Ceci confirme donc l'effet possible contradictoire entre l'intensité de brise et l'altitude de son niveau de condensation : au moins dans ce cas, elle l'atteint plus bas, mais avec une plus faible intensité, dans le cas humide. La géographie des reliefs devrait ainsi avoir une importance subtile sur l'effet de la brise sur le déclenchement.

4.3.1.3 Interaction brise - convection - poche froide

Le modèle 1D placé en conditions d'équilibre radiatif-convectif est étudié sur deux jours de simulation, d'abord couplé, puis découplé de la convection. Le couplage se fait via l'énergie cinétique de brise au niveau de condensation $ale_{oro} = 0.5w_{icl}^2$. La convection se déclenche quand le maximum d'énergie cinétique résultant des processus de soulèvement (brise de vallée et poche froide dans notre cas) est supérieur à l'inhibition de grande d'échelle, $max(ale_{oro}, ale_{wk}) > |CIN|$. Fig. 4.7 montre la relation entre convection et poche froide (wake). Les descentes précipitantes de la convection créent une zone froide, dite poche froide. L'écart de température entre la poche froide et son environnement crée des courants de densité. L'énergie cinétique du front de rafales soulève l'air en se propageant. L'air des basses couches soulevé forme de nouvelles cellules de convection, maintient donc la convection en vie. Le mécanisme de maintien de la convection par les poches froides a été prouvé par des observations. L'énergie du front de rafales est proportionnelle au carré de sa vitesse, qui est beaucoup plus violente que la vitesse du vent anabatique.

Évolution temporelle La Fig. 4.8 montre l'évolution journalière de brise de vallée, la convection et la poche froide dans un cas d'équilibre radiatif-convectif.

1. L'effet de la brise sur la convection

la brise déclenche la convection, la convection produit des poches froides, l'énergie de soulèvement par le front de rafales maintient la convection. Le modèle montre que le moment où le critère $w_{lfc} > 0$ est satisfait se situe deux heures avant que le critère $ale_{oro} > |CIN|$ soit satisfait.

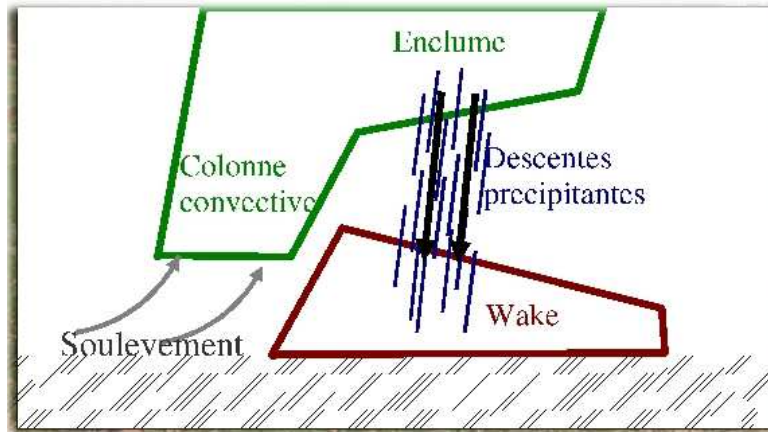


FIG. 4.7 – Schéma de la poche froide et sa relation avec la convection, extrait du cours de la paramétrisation de convection profonde de Jean-Yves GRANPEIX.

2. L'effet de la convection sur la brise

Dans les basses couches, la convection diminue la durée de brise par une corrélation avec le refroidissement de l'air environnant \bar{T}_v et l'effet des nuages sur le flux short wave ϕ_{swdn} . Dans la haute couche, la convection réchauffe l'air de l'environnement \bar{T}_v , mais on ne voit quasiment pas son effet sur la diminution de la flottabilité de brise B : en effet le modèle est alors adiabatique, et la brise reste beaucoup plus légère que l'air environnant.

L'état d'équilibre radiatif-convectif a été atteint dans ce cas en fixant l'humidité de sol, on ne peut ainsi pas voir l'effet de l'humidification du sol par les précipitations. Dans les tests de sensibilités en q_{sol} réalisés en section 4.3.1.2, les résultats montrent que l'humidité du sol renforce la brise quand elle dépasse une certaine valeur critique. Dans le cas de précipitation par la convection profonde, le sol est considéré comme saturé, et on peut en déduire que l'effet des précipitations sur le sol peut renforcer la brise.

Rétroaction brise-convection La brise sert à déclencher le schéma de convection profonde, lequel calcule l'effet de réchauffement et d'humidification sur l'air de l'environnement. L'air de l'environnement interagit avec la brise via l'entraînement. La brise interagit avec le sol de la montagne via le bilan à la surface. La précipitation de convection profonde rend le sol plus humide, ce qui change le coefficient d'aridité β . Ce coefficient intervient dans le flux d'évaporation à la surface de la montagne ; il a donc un effet sur la

4.3. Résultats 1D (SCM)

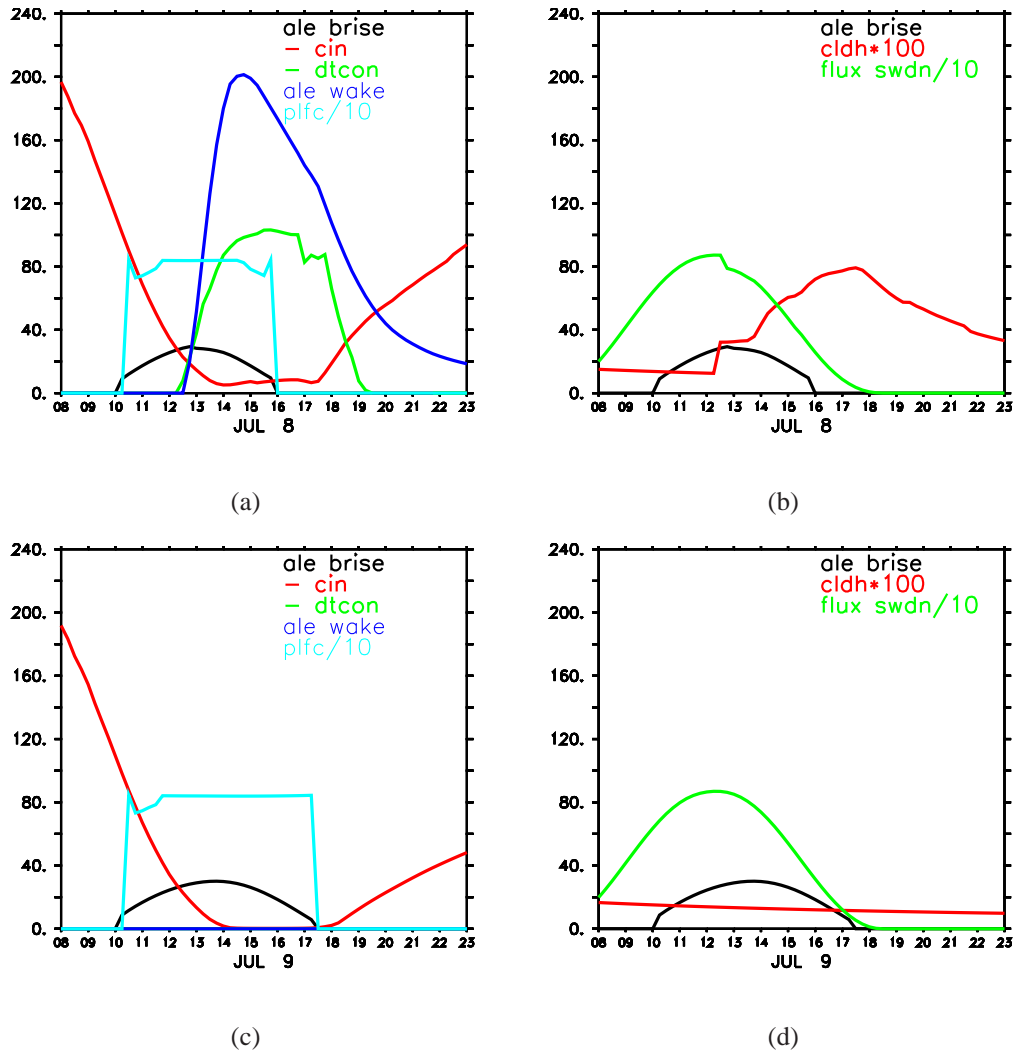


FIG. 4.8 – Cas d'équilibre radiatif-convectif, brise couplée avec la convection et poche-froide. (a) et (c) brise et convection, (b) et (d) brise et son environnement, (a) et (b) le 8 Juillet : le jour couplé avec la convection, (c) et (d) le 9 Juillet : le jour sans convection. ale_brise (en noir) est l'énergie cinétique de brise au niveau de condensation, cin (en rouge) est la CIN de grande échelle, dtcon (en vert) est le réchauffement par la convection sur l'environnement, ale_wake (en bleu) est l'énergie cinétique de wake, plfc (en bleu clair) : niveau de convection libre (fournit un critère de déclenchement des petits cumulus), cldh (en rouge) est la fraction de nuages, e flux_swdn (en vert) est le flux solaire incident sur les pentes du relief.

brise. Les nuages convectifs agissent également sur les flux radiatifs SW et LW, lesquels constituent la source d'énergie de la brise.

Les figures 4.9, 4.10 et 4.11 montrent les différences des grandeurs de brise-surface d'une journée avec couplage à la convection (le 8 juillet) et sans couplage (le 9 juillet), du cas d'équilibre radiatif-convectif.

1. L'effet de la convection est de diminuer la température de l'environnement dans les basses couches, 4.9(a), cet impact est transféré à la brise par l'effet d'entraînement. Un autre facteur négatif est la diminution du flux solaire incident qui arrive sur la pente du relief à cause des nuages issus de la convection Fig. 4.10(a). Toutes les grandeurs de brise sont diminuées, la température, la vitesse et la flottabilité : Fig.4.9. À la surface, le flux sensible et le flux latent sont diminués 4.10(b) et (c), le flux longwave et le flux de sol augmentent, 4.11 (a) et (b). On voit que les températures de la surface et du sol augmentent aussi, Fig.4.11 (d) et (c).
2. Le flux de sol ϕ_{g1} change de signe à partir de 16h, réchauffant alors la surface, 4.11(b), ce qui permet à la brise de se prolonger après le coucher du soleil (ici à 18h).

4.3. Résultats 1D (SCM)

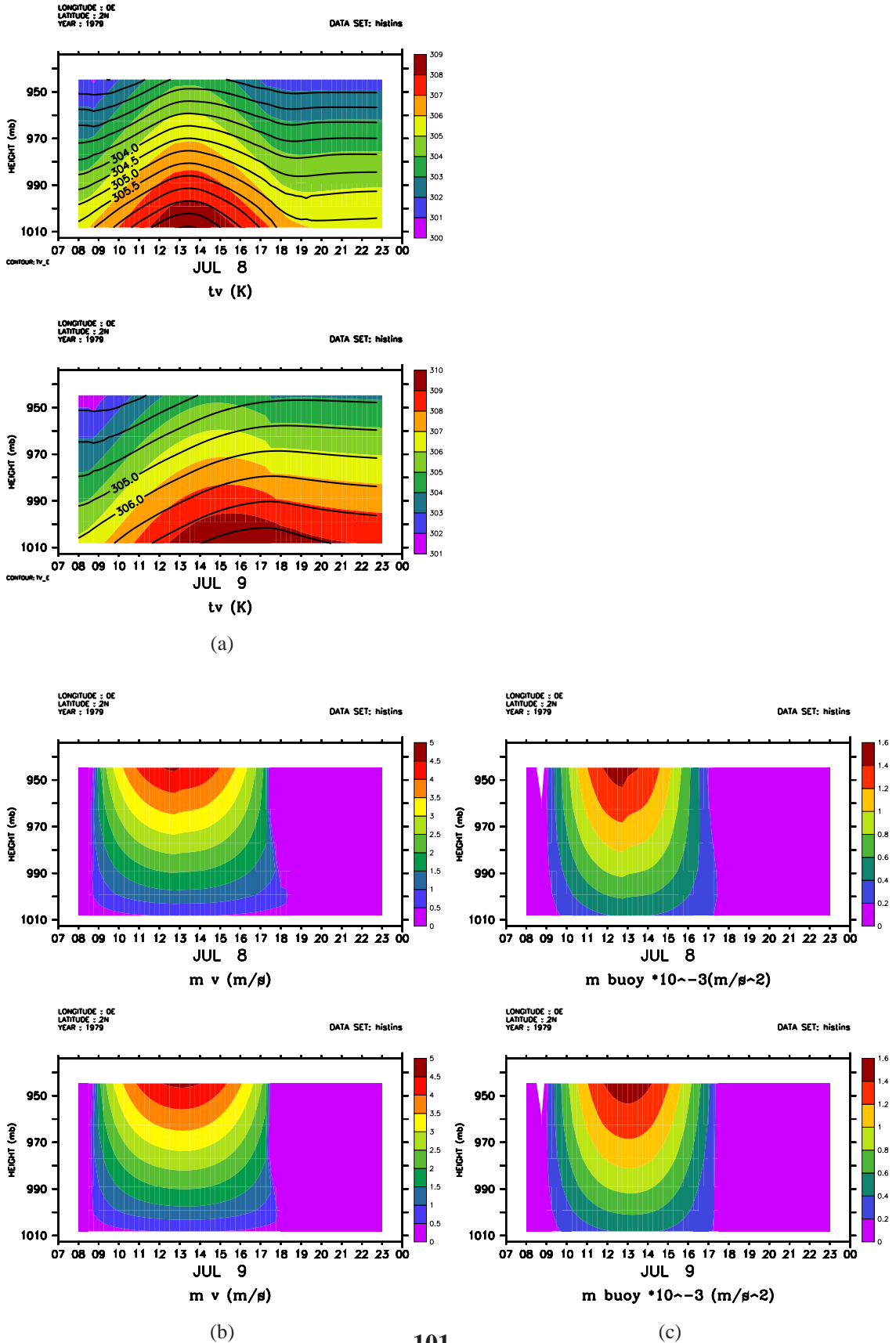


FIG. 4.9 – Cas d'équilibre radiatif-convectif, le 8 Juillet : couplé avec la convection, le 9 Juillet : sans la convection, (a) la température virtuelle de brise T_v , (b) la vitesse de brise le long de la pente v , (c) la flottabilité de brise B .

4.3. Résultats 1D (SCM)

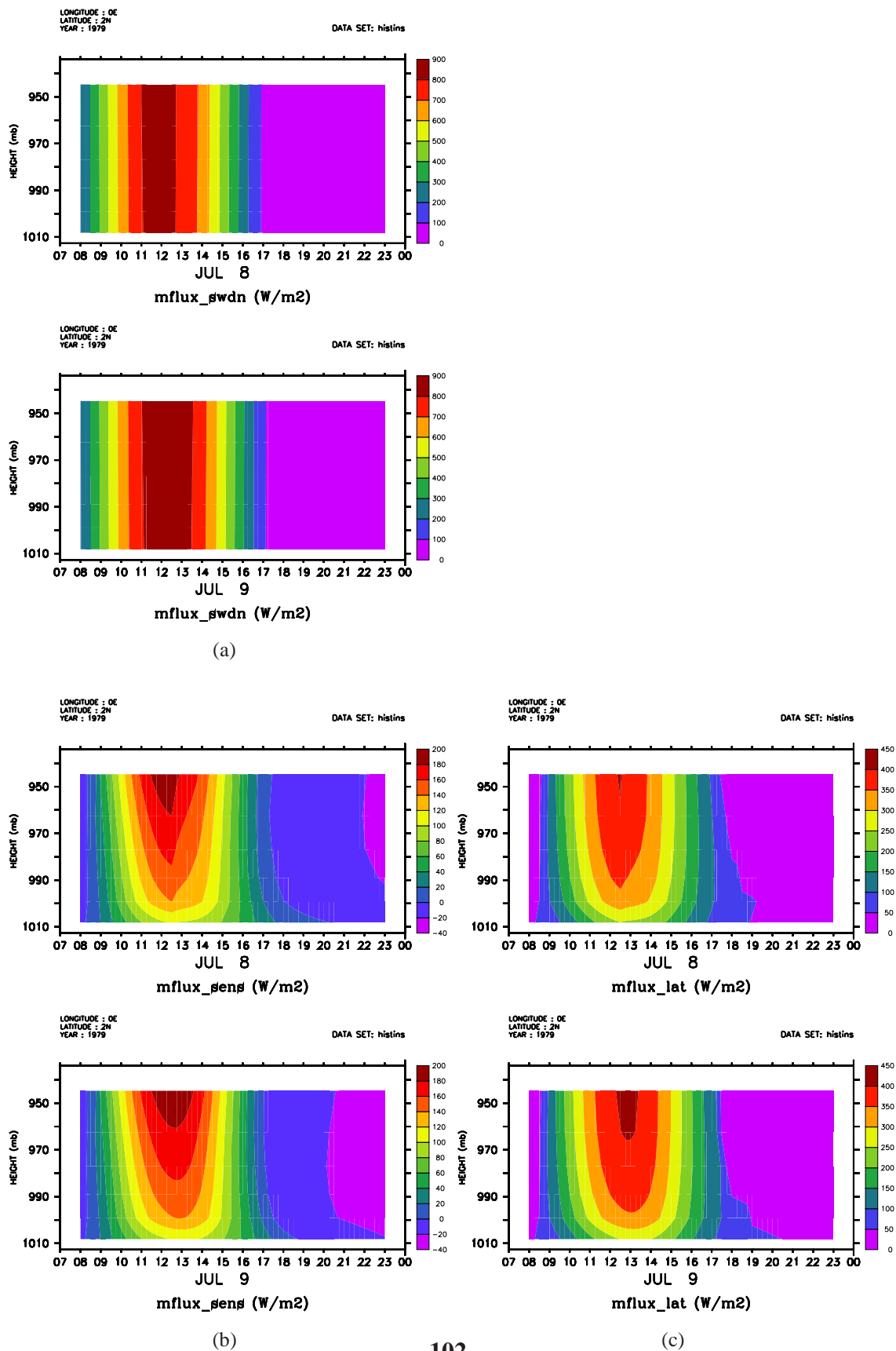


FIG. 4.10 – Cas d'équilibre radiatif-convectif, flux à la surface, le 8 Juillet : couplé avec la convection, le 9 Juillet : sans la convection. (a) le flux swdn ϕ_{swdn} , (b) le flux sensible ϕ_{sens} , (c) le flux latent ϕ_{lat} .

4.3. Résultats 1D (SCM)

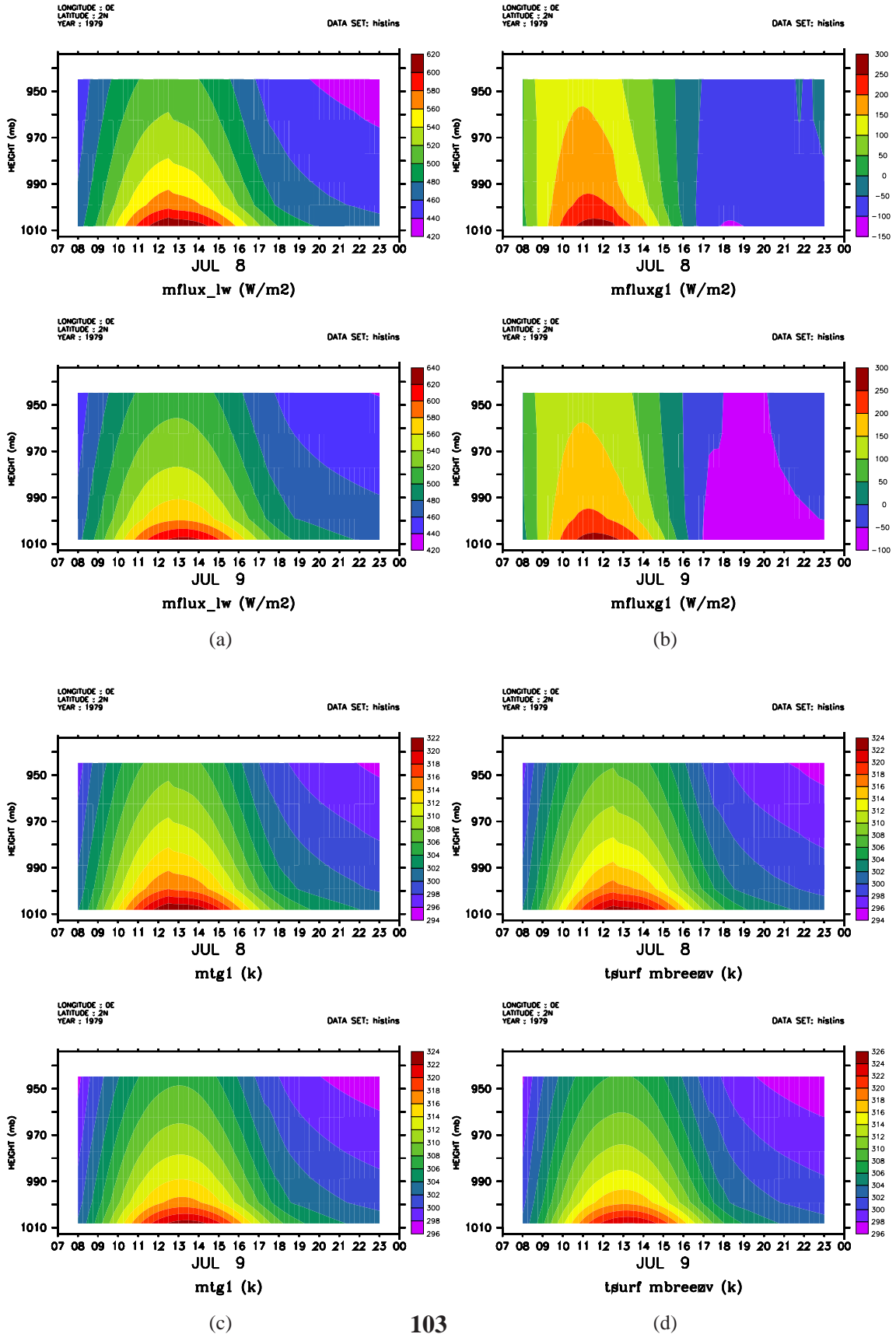


FIG. 4.11 – Cas d'équilibre radiatif-convectif, flux à la surface, le 8 Juillet : couplé avec la convection, le 9 Juillet : sans la convection. (a) le flux longwave ϕ_{lw} , (b) le flux dans le sol ϕ_{g1} , (c) la température de sol de première couche de modèle T_{g1} , (d) la température à la surface T_{surf} .

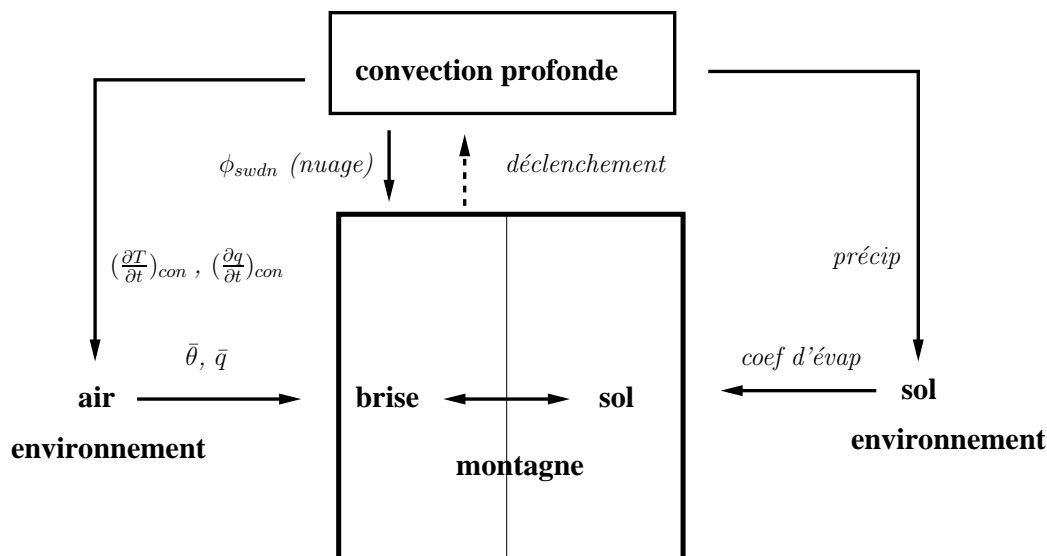


FIG. 4.12 – Interaction brise-convection dans un GCM.

La figure 4.12 montre les interactions entre la brise et la convection profonde dans un GCM.

4.3.2 Cas Hapex

Le cas Hapex a été développé par J.P. Lafore (communication privée) à partir de la campagne de mesure HAPEX-92 (Redelsperger et al. (2002)). Il s'agit d'un cas de naissance d'un MCS organisé en ligne de grains observé le 21 août 1992, dans une zone semi-aride de transition du jet d'est africain (AEJ). La convection est déclenchée sur le massif de l'Air, qui a une dénivellation moyenne entre 500m et 900m. Les développeurs de la nouvelle physique au LMD ont déjà utilisé ce cas pour valider des paramétrisations en mode unicolonne comme le modèle poche froide de Grandpeix and Lafore (2010). Les conditions initiales (profils de température et d'humidité) et les conditions limites (le vent synoptique, les convergences de flux sensible et d'humidité) sont fournis par les simulations du modèle Mésoscale NonHydrostatic atmospheric model pendant une période de 10h à 20h (Diongue et al., 2002). La poche froide du modèle était couplée avec le schéma de convection d'Emanuel par le critère d'énergie cinétique des processus de soulèvement (ALE) et la puissance de soulèvement (ALP). En l'absence du modèle de brise, le déclenchement était provoqué par une valeur de ALE imposée de

4.3. Résultats 1D (SCM)

flux solaire

flux solaire incident $\bar{\Phi}_{swdn}$	800w/m2
latitude λ	15N
longitude	2E
jour	21 août 1992

surface

température potentielle de la surface	299K
pression à la surface	947hPa
coefficient d'échange C_d	5e - 3
albedo	0.5

relief

élévation	600 m
inclinaison de la pente ξ	10

sol

nombre de couches	11
humidité	100 kg/m ²

numérique

version	LMDZ4V4 pour IPCC-AR4(LMDZ20091102.dev)
nombre de mailles verticales	39
pas de temps	5 minutes

TAB. 4.3 – Configuration standard de simulation du cas de Hapex.

60 Jkg⁻¹, pour vaincre l'inhibition. Le schéma du "thermique" de la couche limite était aussi couplé, pour montrer son effet de retardement du cycle diurne de la convection (Rio and Hourdin, 2009).

Les caractéristiques de ce cas sont rassemblées dans le Tableau 4.3 . On a remplacé la ALE imposée par le modèle de brise ; ce sont ces résultats que nous commentons :

1. La figure 4.13 (a) illustre l'évolution temporelle de la convection, couplée avec la brise et la poche froide. La convection est déclenchée à 10h30 par la brise lorsque $ale_{oro} + CIN > 0$, $ale_{oro} = 0.5w_{icl}^2$. La poche froide se met à se développer car les descentes précipitantes du modèle diagnostiquées sur la figure par la croissance du réchauffement par la convection (courbe verte $dtcon$ qui donne la tendance du réchauffement en K/jour) : la puissance de soulèvement ou ale de poche froide commence à augmenter sensiblement vers midi, dépassant rapidement celle de la brise, et devient alors le mécanisme de maintien de la convection. C'est en

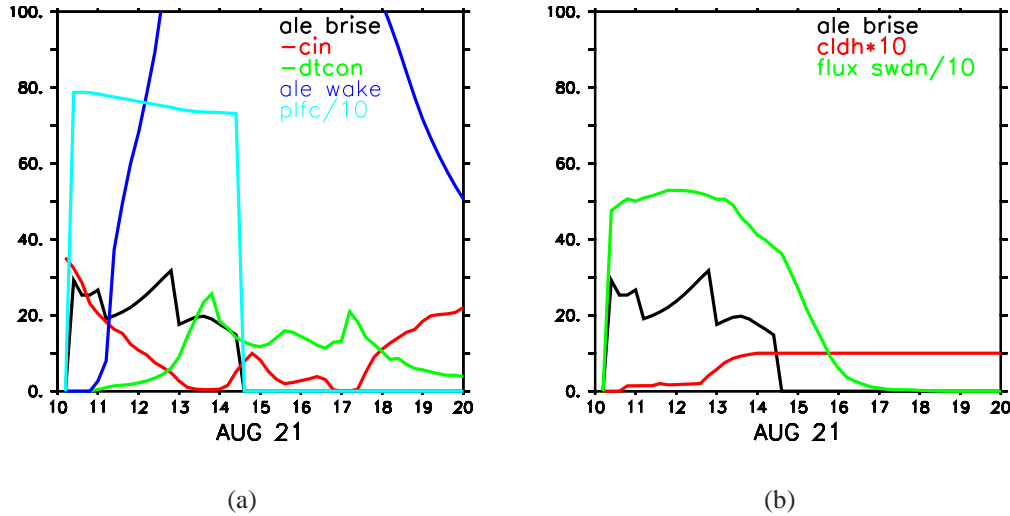


FIG. 4.13 – Cas Hapex, brise couplée avec la convection et la poche-froide, $\beta=0.1$, $z_{pic}=800m$. (a) brise et convection, (b) brise et son environnement. *ale_brise* (en noir) est l'énergie cinétique de brise au niveau de condensation, *cin* (en rouge) est la CIN de grande échelle, *dtcon* (courbe verte) est le réchauffement par la convection sur l'environnement, *ale_wake* (bleu) est l'énergie cinétique de wake, *plfc* (bleu clair) est le niveau de convection libre de grande d'échelle, *cldh* (rouge) est la fraction de nuages, *flux_swdn* (courbe verte) est le flux solaire incident sur le pente de relief.

effet dans la réalité le front de rafales qui va propager la naissance des colonnes convectives se succédant dans le déplacement de la ligne de grains. L'intensité de brise à son niveau de condensation *LCL* commence à décroître quand l'activité convective (*dtcon*) commence significativement à décliner, s'affaiblit puis s'éteint brutalement à 14h30. Le système convectif se prolonge nettement après le coucher du soleil par l'effet d'auto-entretien par la poche froide. Globalement, le cas se comporte comme sa simulation dans Meso-NH (non montré).

2. Fig. 4.13 (b) montre l'influence de la convection sur la brise : à 13h, le nuage convectif diminue le flux incident et abrège son activité.

Le cas Hapex montre que la brise est bien susceptible de déclencher un événement convectif par effet thermo-orographique, ce qui permet de remplacer par un modèle les valeurs arbitraires précédemment utilisées pour le déclenchement de ce cas. Toutefois, dès que l'évènement convectif est déclenché, il prend son autonomie et la brise perd son influence. Dans la réalité, on peut également penser que la transition d'échelle

4.4. Résultats 3D (GCM)

relief compté pour le brise	
dénivellation	zmont=zpic-geop_surf
inclinaison	10
sol	
humidité	schéma bucket
chaleur	schéma conducteur-capacitif (11 couches)
forçage SST	climatologie mensuelle
numérique	
version	LMDZ4V4 pour IPCC-AR4(LMDZ20091102.dev)
résolution horizontale	96x72
nombre de couche verticale	39
pas de temps	30 minutes

TAB. 4.4 – Configuration de simulation de GCM 3D.

provoquée par l'avènement d'un orage se situe dès lors au-delà des effets thermiques de l'orographie. Dans un modèle plus complet cependant, l'alimentation des colonnes convectives dépendrait de l'ensemble des masses d'air mises à disposition par un ensemble de brises ou de leur interaction avec les recirculations de vallées ou de couche limite.

4.4 Résultats 3D (GCM)

Certaines configurations de la simulation sont rassemblées dans le Tableau 4.4.

4.4.1 Traitement des topographies sous-maille

Une question doit être bien posée pour évaluer notre paramétrisation, qui est de séparer l'effet de l'orographie de grande d'échelle et l'échelle sous-maille. Dans le GCM 3D, une base de données topographiques est utilisée : celle de l'US Navy, à la résolution de $1^\circ \times 1^\circ$.

À l'échelle résolue par le GCM, l'orographie impacte le modèle par la coordonnée verticale " σ/p " qui considère l'altitude moyenne de la maille donnée par la géopotentielle de surface. La différence de géopotentielle entre deux mailles voisines provoque une mou-

vement verticale. Elle aura pour effet d'augmenter l'instabilité dans la couche limite et diminuer ainsi la valeur de la CIN .

Le déclenchement de cumulonimbus ($ale_{oro} + CIN > 0$) obtenu par notre paramétrisation dépend par contre de l'effet sous-maille de l'orographie, par l'énergie de brise : ale_{oro} , calculée par le modèle de brise, et de l'effet de l'orographie de grande d'échelle, par l'inhibition de grande d'échelle CIN .

Dans le chapitre II de modélisation, en section 2.1.4, on a expliqué nos choix de géométrie du relief pour obtenir un maximum d'énergie cinétique de brise dans la maille. Les trois facteurs principaux sont : l'élévation locale des monts, l'angle d'inclinaison et l'orientation de la pente. On détermine le maximum δz de dénivellation dans la maille à partir de la base de données de topographiques de LMDZ, une pente faible prise à la valeur de 10° , et une orientation de pente restant face au soleil.

Où et quand (déclenchements sur l'Afrique de l'Ouest) Nous nous intéressons à présent au potentiel de déclenchement par les brises thermo-orographiques sur la région de l'Afrique de l'Ouest pendant la mousson (la zone AMMA). On compare l'observation et des résultats du modèle.

4.4.2 Observations issues des images satellite

Notre paramétrisation est basée sur l'hypothèse que l'effet thermique de l'orographie est un important mécanisme de déclenchement des systèmes de convection profonde en Afrique de l'Ouest, notre zone d'étude et d'intérêt présent. Pour vérifier cette hypothèse de départ, on a coopéré avec des spécialistes de la télédétection. Grâce à leur travail, nous espérons trouver le lien manifeste entre la dénivellation et la naissance des systèmes convectifs, puis, prouver que ces naissances ont un lien manifeste avec l'effet thermique de l'orographie. La vitesse maximum des vents anabatiques dépend de l'intégrale verticale de la flottabilité acquise du pied au sommet des montagnes. Cette flottabilité est créée par l'écart de température entre les pentes de relief chauffées par le soleil et leur environnement. Pour établir ces liens, nous recherchons une corrélation entre la dénivellation et la fréquence de naissance des MCSs pendant la période de la

4.4. Résultats 3D (GCM)

mousson africaine, où l'activité de ces systèmes est la plus importante. S'il s'agit d'effets thermiques, le cycle diurne des fréquences de déclenchement doit être proche du cycle de l'ensoleillement.

L'une des informations primitives qu'on peut tirer d'une image satellite est celle de la température au sommet des nuages, et on peut repérer les MCSs par le critère de température de radiance des nuages cirriformes plafonnant ces systèmes². Un second critère est l'extension horizontale de ces nuages. Une fois repéré un tel système, la méthode de rétro-trajectoires est utilisée pour repérer le moment et l'endroit de leur naissance.

²The 233-K threshold is in the range of the most commonly used thresholds for identifying deep convection (Duvel, 1989) and accumulated convective precipitation in the Tropics (Arkin, 1979). The 213-K threshold targets the most active part of the convective systems. Moreover, the 213-K threshold was found by some authors as an optimum for correlating cloud occurrences and rainfall during the core of the rainy season over the central Sahel (Jobard and Desbois, 1992).

The tracking method is only applied to convective clouds larger than 5000 km². Below this value, tracking is difficult to implement because the cloud number increases strongly, whereas the overlapping surface tends to be limited.

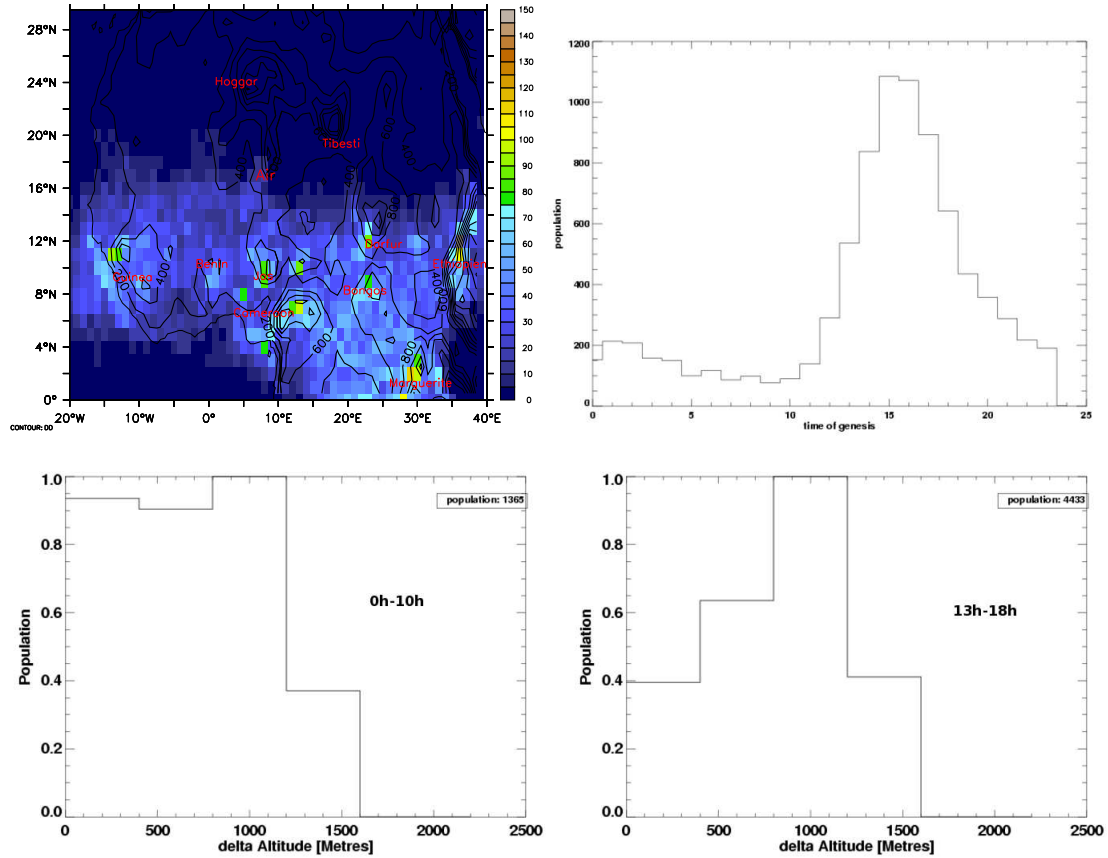


FIG. 4.14 – Statistique de fréquence de naissance des systèmes MCS en Afrique de l’Ouest (0°-30°N, 20°W-30°E), les principaux massifs sont marqués en rouge, mailles de 70×70km, la température au sommet de nuage < 213K, la taille de nuage > 1250km², année 2006, juin-septembre, Thomas Fiolleau, Rémy Roca. (a) distribution géographique, contour : dénivellation, couleur : nombre de déclenchement, (b) cycle diurne des nombres de naissances des MCS, (c) et (d) : dépendance de la fréquence des naissances des MCS sur la dénivellation, (c) 0H-10H, (d) 13H-18H solaire.

La Fig. 4.14(a) montre clairement la naissance des système MCS près des reliefs : à l’échelle d’une maille de GCM, les maximum d’occurrence de MCS sont associés avec les pic de dénivellation sous-maille. Un cycle diurne de naissances des MCS apparaît clairement, avec un maximum vers 15h, Fig. 4.14(b). On n’observe pas de corrélation entre la dénivellation et la fréquence de naissance des MCS pendant la période nuit-matinée, de 0h à 10h, cf Fig.4.14(c), mais on constate une dépendance croissante pendant l’après-midi, de 13h à 18h, cette dépendance croissante s’arrête à la dénivellation

4.4. Résultats 3D (GCM)

de 1200m. Cette dépendance est moins claire avec l'altitude dans Fig 4.15.

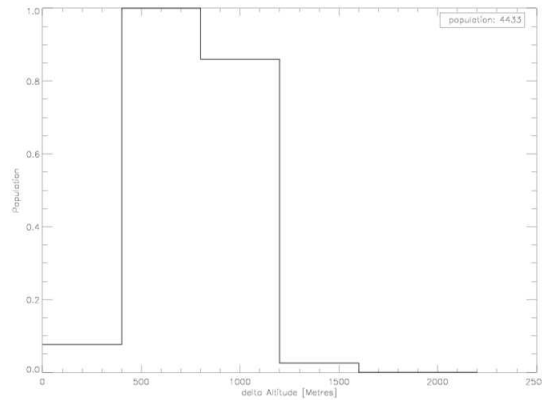


FIG. 4.15 – Fréquence des naissances des MCS en fonction de l'altitude, même statistique que 4.14(d).

Les observations d'images satellite correspondent au déclenchement de la convection profonde (détectée par un seuil sur la température au sommet du nuage : $T < 213K$, correspondant en moyenne à l'altitude 300hPa). Pour comparer les résultats du modèle avec ces observations, il faut sélectionner les cas où la convection déclenchée par la brise a un sommet plus haut que 300 hPa. Comme nous ne disposons pas de l'altitude du sommet de la convection en mode diagnostic, nous avons pris comme critère de sélection approché que le sommet de la brise soit plus haut que 300hPa, nommé $p_{\text{sommet}} < 300 \text{ hPa}$. Ceci a pour effet, par exemple, de masquer la quasi-totalité des déclenchements sur le Tibesti et le Hoggar.

4.4.3 Déclenchements simulés par le modèle

Les résultats avec le GCM 3D sont obtenus en mode diagnostic (sans couplage avec le schéma de convection). On décompte un déclenchement dans la condition où il n'y a pas eu de déclenchement pendant les 3h précédentes. Cela permet de ne prendre en compte que le premier et seul déclenchement de la journée car la brise est calculée en continu.

4.4.3.1 Déclenchements et dénivellation

On a décrit en 4.2.3 les deux critères de déclenchement associés à la brise. Nous allons confronter ces critères à celui utilisé dans la version AR4 de LMDZ4.

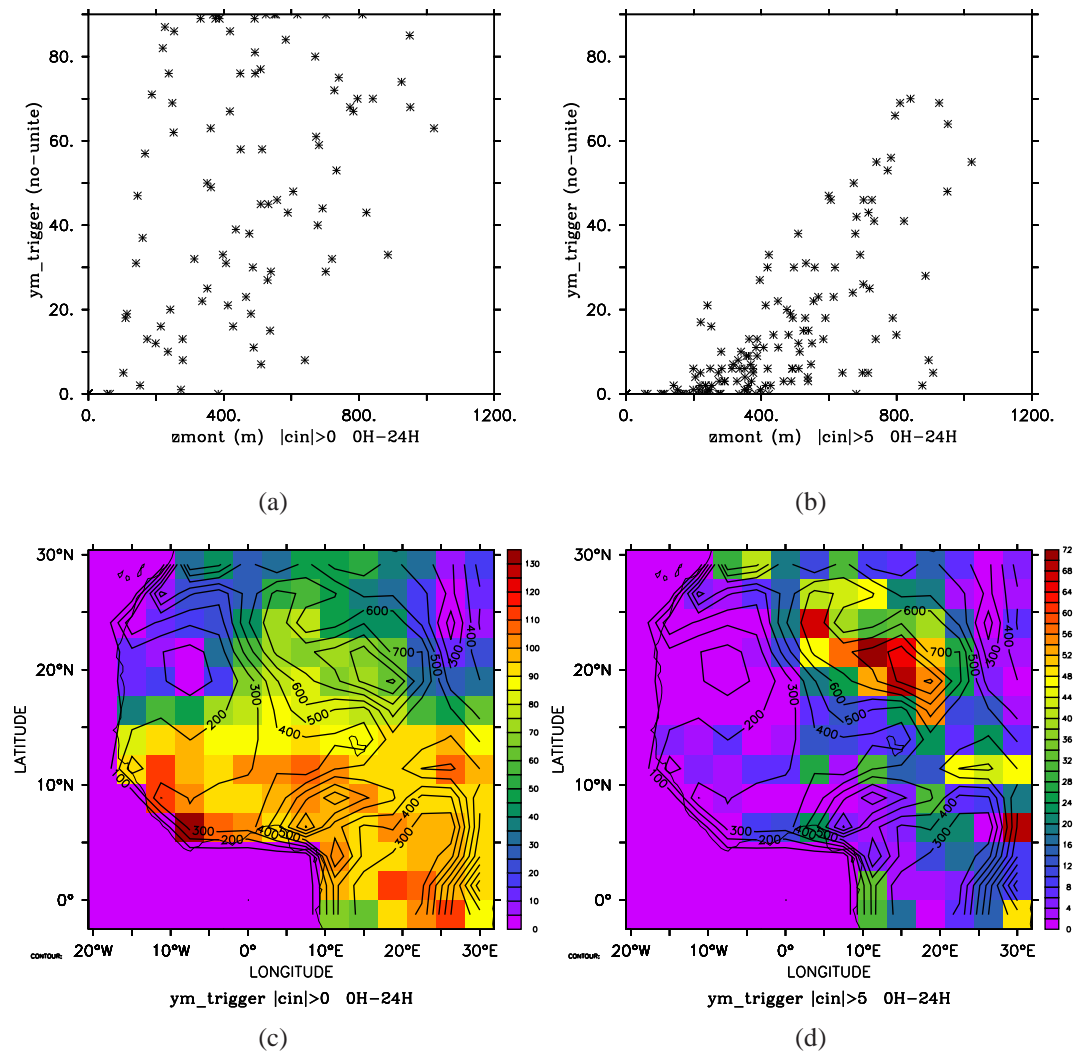


FIG. 4.16 – Déclenchement de petit cumulus. Zone de l'Afrique de l'Ouest, cumul sur juillet-septembre, 1992, période de 0H-24H (l'heure locale). (a) scatter-plot du nombre de premiers déclenchements et dénivellation. (b) comme (a), filtré par $|CIN| > 5 J/Kg$, (c) distribution spatiale des nombres de déclenchement (couleur), dénivellation (contour), (d) comme (c), filtré par $|CIN| > 5 J/Kg$.

4.4. Résultats 3D (GCM)

Déclenchement de petits cumulus, Fig 4.16 . Les déclenchements dans la zone côtière En limitant les résultats par $CIN > 5J/kg$, . La Fig. 4.16 (b) montre une corrélation entre la dénivellation et le nombre de déclenchements.

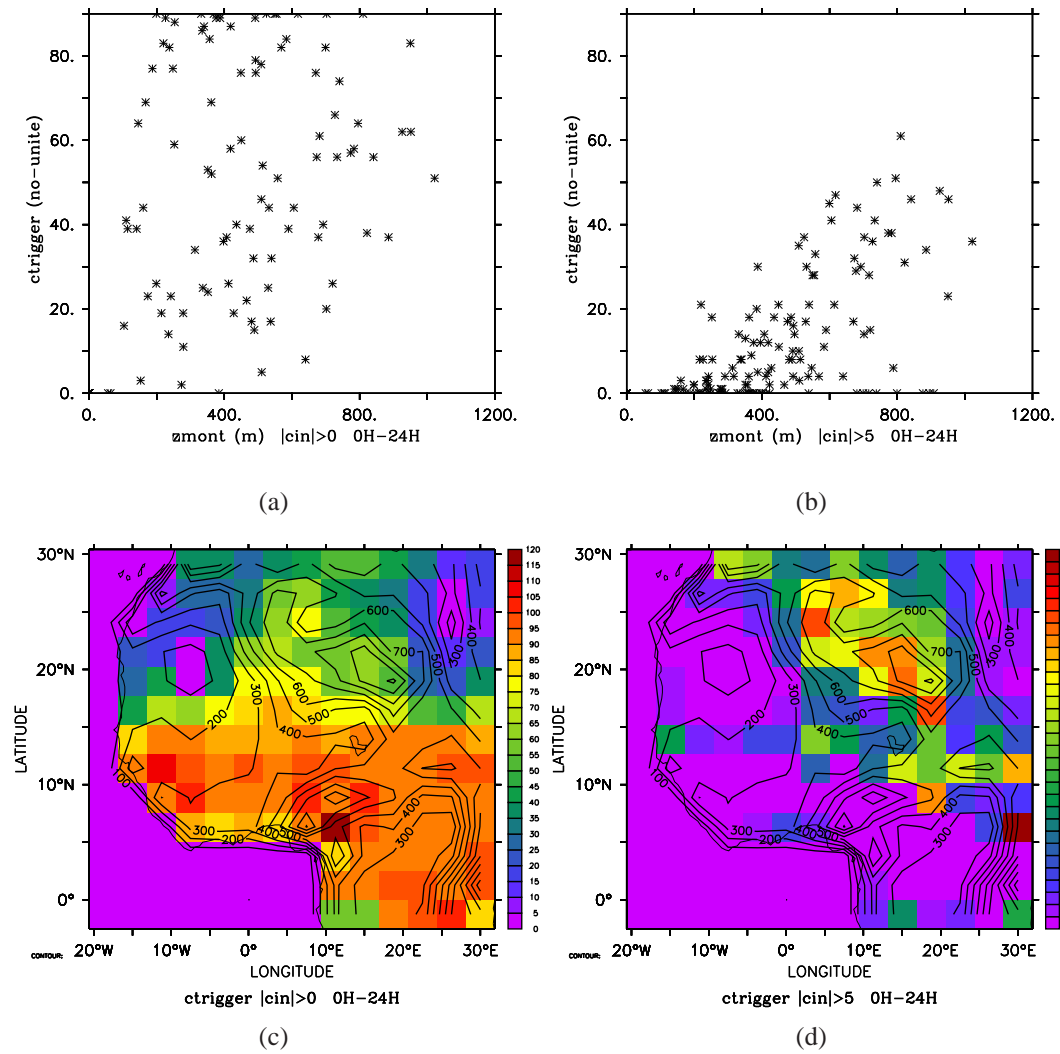


FIG. 4.17 – Déclenchement de cumulonimbus. Le reste de légende est comme Fig4.16.

Déclenchement de cumulonimbus, Fig 4.17. Le déclenchement des cumulonimbus montre une corrélation avec la dénivellation dans la Fig.4.17(b), distribution spatiale de fréquence et des heures de déclenchement : les Fig.4.17 (b) et (d) ressemblent à celles du déclenchement des petit cumulus des Fig.4.16(b) et (d).

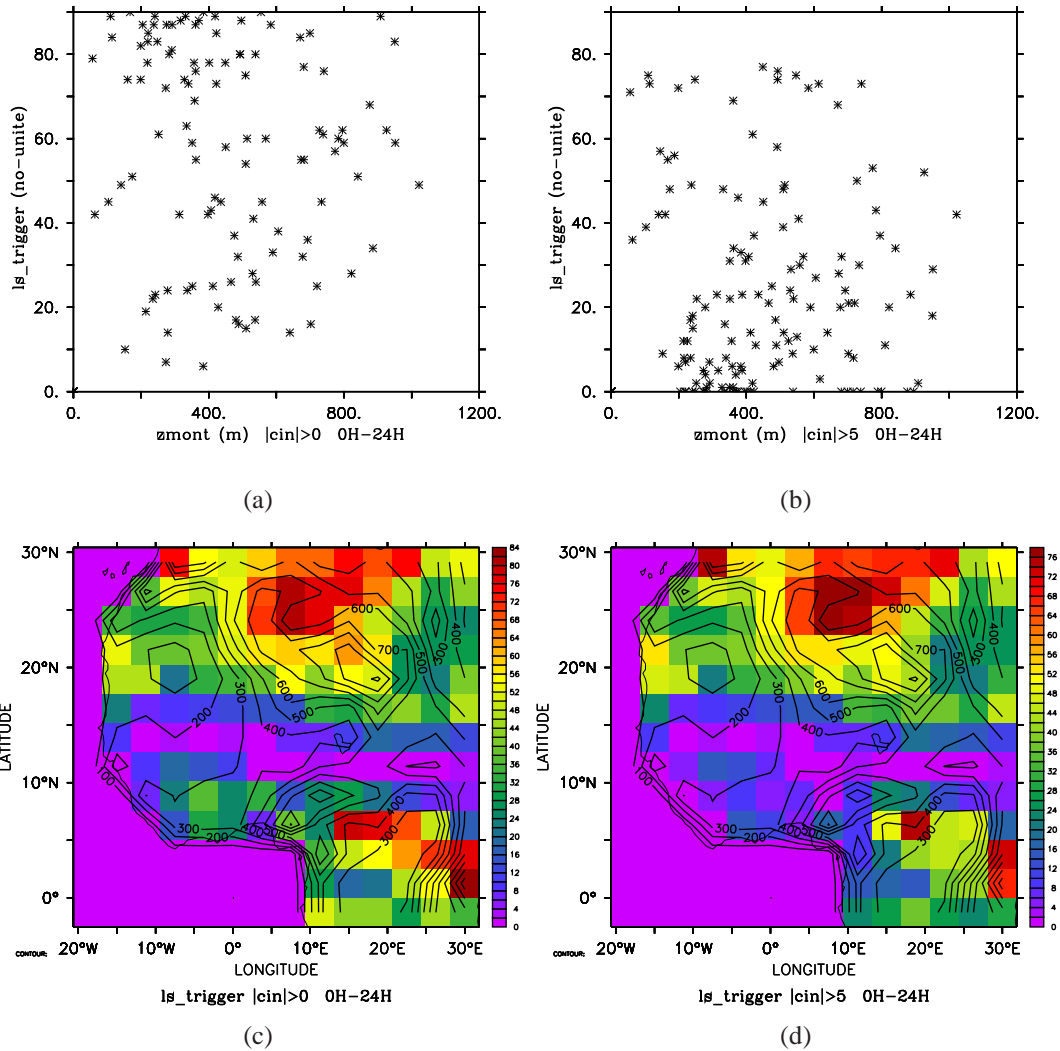


FIG. 4.18 – Déclenchement avec $B_{40} > 0$. Le reste de la légende est comme pour la Fig.4.16.

Ancien déclenchement, Fig 4.18. Dans la version AR4 de LMDZ4, la convection est déclenchée si la flottabilité B_{40} des particules soulevées adiabatiquement à 40hPa au-dessus de LCL est positive.

4.4. Résultats 3D (GCM)

Fig.4.18(b) : pas de corrélation entre dénivellation et fréquence de déclenchement. Il y a trop de déclenchements dans le massif du Hoggar, cf Fig.4.18(c) et (d).

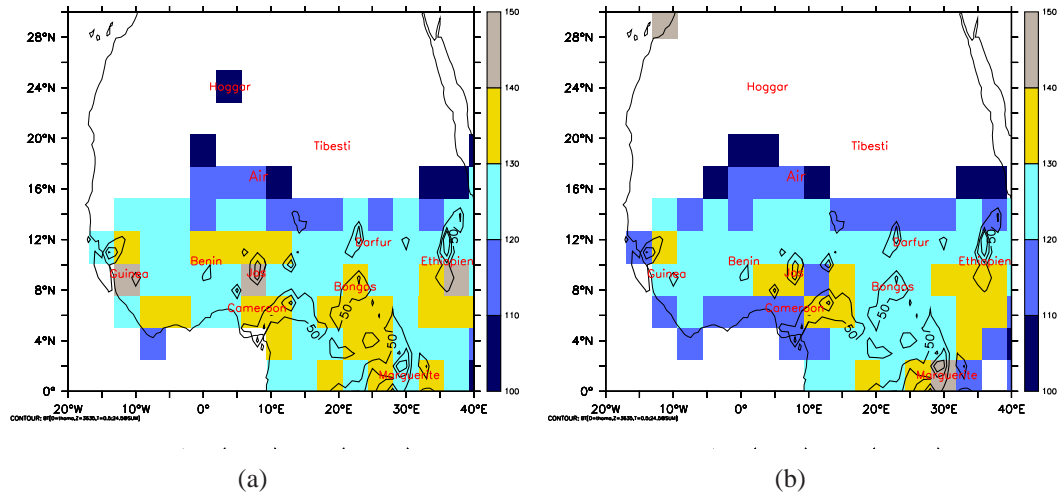
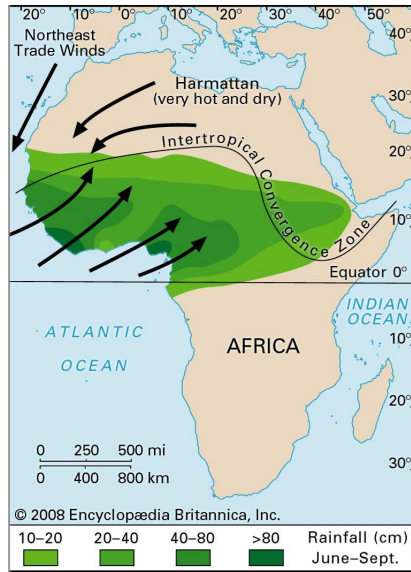


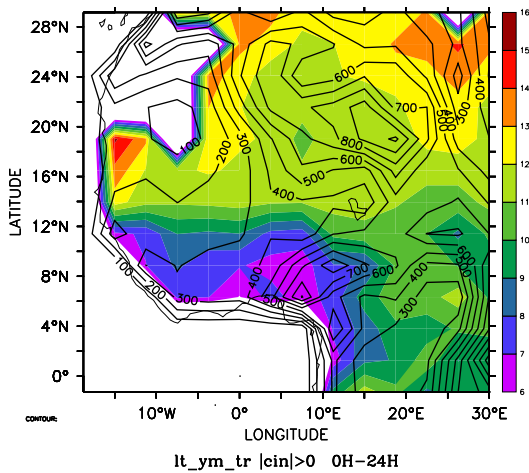
FIG. 4.19 – Distribution géographique des nombres de déclenchement de la convection profonde, Afrique de l’Ouest (0°-30°N, 20°W-30°E). Couleur : mod èle, année 1993, juin-septembre, nombre>100; contour : observation d’images satellite, année 2006, juin-septembre, nombre>50. (a) shade : déclenchement de petit cumulus (b) couleur : déclenchement de cumulonimbus.

Comparaison avec l’observation On constate sur les Fig. (a) et (b) qu’il y a une nette corrélation qualitative entre les zones de naissance de la convection profonde observée par l’imagerie satellite et la simulation du modèle. Cette corrélation se présente dans presque toutes les zones orographiques de l’Afrique de l’Ouest : Guinée, Benin, Plateau de Jos, Mont Cameroun, Bongo, Pic Marguerie, Massif Ethiopien, Aïr, Hoggar. On remarque que les cumulonimbus se déclenchent moins dans la région côtière et le Bongo. Avant de coupler le modèle de brise avec le schéma de convection profonde, il est difficile de dire si le déclenchement avec $w_{lfc} > 0$ donne de meilleurs résultats par rapport à l’observation qu’avec le critère $ale_{oro} + CIN > 0$.

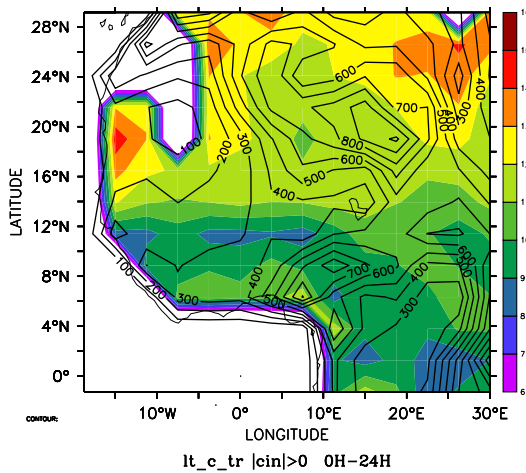
4.4.3.2 Heures locales des premiers déclenchements



(a)



(b)



(c)

FIG. 4.20 – Distribution spatiale de l'heure locale des premiers déclenchements. Statistique moyennée de juillet-septembre 1992, pendant la période de 0H-24H. (a) Schéma de Mousson Africaine, flèches noires : flux de mousson, en vert : précipitation end juin et septembre (extrait de 2008 Encyclopédie Britannica, Inc). (b) Distribution géographique des heures locales de déclenchement de petit cumulus dans le modèle. (c) Distribution géographique des heures locales de déclenchement de cumulonimbus dans le modèle.

4.5. Conclusions du chapitre

Nous nous sommes demandé ce qui déterminait le moment où la brise est susceptible de déclencher un MCS : importance du cycle du flux de mousson versus cycle solaire pur.

1. On constate sur la Fig. 4.20 (b) que les heures locales de déclenchement de petit cumulus montrent un gradient de la zone côtière vers le Nord. Dans la zone côtière, les premiers déclenchements se produisent très tôt, dès 6h du matin au lever du soleil. La distribution spatiale correspond au flux de masse humide de la mousson, qui va diminuer l'inhibition de la couche limite. À l'opposé, on voit que les reliefs favorisent le déclenchement, car cette distribution suit les contours de dénivellation.
2. Les heures locales de déclenchement de la convection profonde Fig. 4.20 (c) montrent un gradient latitudinal similaire à celui des petits cumulus. Fig. 4.20 (b) : les déclenchements de la convection profonde dans la zone côtière ont lieu entre 9h et 12h, retardés de quelques heures par rapport au cas des petits cumulus .

4.5 Conclusions du chapitre

Le modèle 1D a été testé dans un cas d'équilibre radiatif-convectif et avec le cas Hapex. Les tests de sensibilité montrent bien que l'intensité de brise est fonction croissante de la dénivellation au sein des massifs montagneux, et du coefficient de friction de surface (C_{drag}) ; elle est en fonction décroissante avec l'angle d'inclinaison de la pente. Le déclenchement se produit plus tôt dans le cas où le sol est humide. Le couplage de la brise avec la convection et les courants de densité a été testé, et les effets de rétroaction analysés.

Le modèle déclenche des cumulonimbus sur les principaux massifs de l'Afrique de l'Ouest. Il y a une nette corrélation géographique entre la fréquence des déclenchements du modèle et celle de l'observation. Les déclenchements du modèle se trouvent nombreux dans la zone humide influencée par le flux de mousson. Mais il n'y a pas de corrélation entre la fréquence et les dénivellations dans cette zone, c'est dans la zone semi-aride qu'on la retrouve. Cela peut s'expliquer par la valeur faible de la CIN dans la zone côtière. Les heures de déclenchement montrent un gradient latitudinal en conformité avec le gradient d'humidité des sols : plus le sol est humide, plus le déclenchement

4.5. Conclusions du chapitre

se produit tôt. Les heures de déclenchement des cumulonimbus ont un retard de trois heures par rapport celle des petits cumulus, ce qui valide grossièrement a posteriori notre hypothèse de déclenchement basée sur le calcul à grande échelle de la CIN.

Chapitre 5

Conclusions et perspectives

Sommaire

5.1	Problématique	119
5.2	Développement	120
5.3	Validation	121
5.3.1	Modèle instationnaire	121
5.3.2	Études en 1D	123
5.3.3	Résultats en 3D	124
5.4	Conclusions	125
5.5	Perspectives	126

5.1 Problématique

Le point de départ de ce travail était basé sur le constat de l'imperfection des GCM en général de favoriser le déclenchement de la convection profonde sur les massifs montagneux résolus par la grille. Une analyse préliminaire nous a convaincu que la prise en compte des effets thermiques-orographiques à l'origine des vents anabatiques devait permettre de corriger ce défaut. En particulier, le cycle diurne bien observé de l'occurrence des orages sur les reliefs ensoleillés pouvait laisser penser qu'un effet thermique en était à l'origine. La thèse soutenue a ainsi postulé qu'il est possible de construire

une paramétrisation de la brise de vallée en vue d'améliorer l'influence des reliefs sur le déclenchement de la convection profonde dans les GCM, et de l'évaluer avec LMDZ.

La question du degré de simplicité d'un modèle à intégrer dans un GCM se posait alors. En effet, au chapitre II, l'analyse bibliographique nous a montré la diversité d'approches de l'étude par la modélisation des brises thermiques, englobant les vents katabatiques, les plus étudiés, la brise de mer, et la brise de vallée (ou vent anabatique). Alors que peu d'observations de brises de vallées permettent de valider les modèles, elle a été surtout étudiée avec des modèles de mécanique des fluides, soit en simulation numérique directe (DNS) des équations de Navier-Stokes, soit avec des modèles à méso-échelle 3D ou 2D. Aucune de ces approches ne présentait la simplicité voulue, et nous sommes parti d'hypothèses simplificatrices permettant de préserver l'influence des paramètres principaux caractérisant les reliefs et les lois de conservation physiques. Nous avons ainsi développé un modèle 1D censé représenter, dans chaque maille avec relief, des brises anabatiques parmi les plus actives susceptibles de déclencher la convection profonde dans le modèle.

5.2 Développement

La construction de notre modèle de base s'est développée à partir des équations de conservation de masse, de quantité de mouvement, d'énergie et d'eau, sur un schéma numérique ne comprenant qu'une simple ascendance le long de la pente, à section constante. La partie de la brise en contact avec les reliefs est couplée avec le modèle de conduction thermique dans le sol via le bilan d'énergie à la surface ; au-dessus du sommet des reliefs, la brise monte verticalement par l'effet de convergence, puis quand elle atteint son niveau de condensation, poursuit sa montée adiabatiquement. Dans le cas où la brise possède suffisamment d'énergie cinétique pour vaincre l'inhibition liée à la couche d'inversion et réussit à atteindre son niveau de convection libre, la paramétrisation représentant la convection profonde du GCM est "déclenchée" ; alors selon les caractéristiques de la troposphère et des masses d'air pouvant l'alimenter, un événement convectif sera simulé. Un deuxième critère compare l'énergie cinétique de brise au niveau de condensation avec l'inhibition de grande échelle (la CIN).

On a développé cette paramétrisation en quatre étapes :

5.3. Validation

1. Assemblage et choix des équations en volumes finis le long d'une pente ;
2. Mises à l'épreuve du système dans l'environnement Mini-ker, avec des caractéristiques d'environnement simples et constantes. Analyse de sensibilité aux paramètres incertains et réponse aux variations de l'environnement ; mise au point du modèle stationnaire et du modèle de sol ;
3. Intégration du système brise-sol dans la version unicolonne de LMDZ-4 , sur des cas avec cycles diurnes. Analyse des effets de rétroaction brise-couche d'inversion en couplant avec le modèle de convection profonde d'Emanuel (schéma retenu dans LMDZ). Examen de l'effet de la convection sur l'environnement de la brise.
4. Intégration dans l'environnement 3D du GCM en mode diagnostic ; analyse de l'effet de la brise, premiers diagnostics statistiques des distributions spatio-temporelles, et premières comparaisons avec les observations par satellites.

5.3 Validation

5.3.1 Modèle instationnaire

Temps d'équilibre caractéristique

Mettre un modèle instationnaire dans un GCM consomme plus de ressources (temps et mémoire), et on s'est efforcé d'alléger les schémas de paramétrisation de la brise pour son implantation dans le GCM.

L'analyse d'échelle du temps caractéristique de brise avec un pente de 10° dans le chapitre II donnait un ordre de grandeur de 18 minutes des temps de réponse de la partie aéraulique ; les simulations du modèle de brise dans le chapitre III donnent un ordre de grandeur de l'ordre de 40 minutes, qui se trouve au voisinage du pas de temps de la physique de LMDZ4.

Oscillation

Par ailleurs, aussi bien les résultats de notre étude analytique du chapitre II que des simulations rapportés au chapitre III montrent que dans un environnement stable, avec

un forçage constant, les interactions entre flottabilité et stratification de l'environnement peuvent provoquer une oscillation de la brise. Ce phénomène déjà connu de la bibliographie, étant donné son amplitude et sa période pouvait être considéré comme non important vis à vis de nos objectifs, mais il nous a permis de valider les qualités de la physique représentée dans notre modèle en retrouvant des ordres de grandeurs corrects. De plus, comme ces oscillations étaient observées en cas réels et ont une période qui dépend de la pente, elles ouvrent la voie à une analyse indirecte de la statistique de l'inclinaison des pentes des brise actives.

Dans les cas d'étude avec forçage en cycle diurne, l'effet de stratification de l'environnement peut apparaître au coucher de soleil, et on a constaté que l'inertie du sol, en prolongeant la brise tardivement, fournit les conditions favorables à l'observation de ces oscillations. L'effet de friction à la surface, qui dépend de la vitesse, peut de plus causer l'oscillation même dans un environnement neutre.

Mais nous avons conclu que ces cas, certes intéressants en eux-mêmes pour la théorie et l'observation, ne se produisaient pas dans les conditions favorables au déclenchement de systèmes convectifs et ce sont les équations stationnaires de brise que nous avons implantées dans le GCM.

Sensibilités aux forçages et paramètres

On a accompagné le développement du modèle par une série de tests de sensibilité aux forçages et paramètres. Le chapitre III montre des résultats d'analyse linéaire par le Système Linéaire Tangent. Cette technique s'avère particulièrement efficace lors de l'élaboration du modèle, car avec chaque simulation, on obtient l'ensemble des sensibilités qui permettent d'en comprendre le fonctionnement physique.

On a résumé dans ce même chapitre ces résultats montrant le comportement varié des réponses des vitesse et température de brise à une perturbation de forçage (flux incident, vitesse verticale de l'environnement, température et stratification de l'environnement). Par rapport aux paramètres du modèle (épaisseur de la brise, angle d'inclinaison, albedo de surface), la sensibilité de la vitesse et de la température de brise ont le signe attendu et ont des ordres de grandeur comparables.

5.3. Validation

Le modèle stationnaire et son couplage avec le sol ont été validés dans le même cadre logiciel avant leur implémentation dans le GCM.

5.3.2 Études en 1D

Dans le modèle unicolonne de LMDZ-4, les profils verticaux et les variations journalières des grandeurs de brise et de surface semblent raisonnables par rapport au comportement attendu. On a analysé la sensibilité de la vitesse de la brise aux forçages (environnement) et aux caractéristiques du relief et de la surface. Ces analyses montrent des comportements monotones : sensibilités positives à l'ensoleillement, à la dénivellation et au coefficient d'échange à la surface C_d ; sensibilités négatives au gradient vertical de température (lapse-rate) de l'environnement, à l'inclinaison de la pente ξ , à l'albédo et au coefficient d'aridité de la surface (β). Cette étude montre que les objectifs de la paramétrisation sont remplis pour ce qui concerne sa sensibilité numériques aux caractéristiques de grande échelle du modèle de circulation générale.

Couplage avec le schéma de convection profonde

Le couplage avec les paramétrisations du GCM est fait dans un cas idéalisé d'équilibre radiatio-convectif positionné en zone tropicale d'une part, et dans le cas HAPEX, situé dans une région semi-aride de l'Afrique de l'Ouest. Le but est d'observer le rôle de la brise dans le déclenchement de la convection, mais aussi l'effet rétroactif de la convection sur l'intensité de la brise. Le couplage, qui ne concerne bien sur que le déclenchement, se fait en attribuant à la brise une énergie de soulèvement $Ale_{oro} = \frac{1}{2}w_{cl}^2$ et en fournissant au schéma convectif la borne supérieure ALE des énergies de soulèvement associées aux deux processus sous-nuageux (brise et courant de densité). La convection est alors déclenchée tant que $Ale+Cin>0$.

On obtient ainsi un fonctionnement qui s'apparente au fonctionnement des MCS observés : le déclenchement initial de la convection est dû au relief; ensuite, l'évaporation des précipitations convectives engendre des courants de densité qui maintiennent par leur énergie de soulèvement la convection. La brise s'affaiblit alors par l'effet des nuages convectifs sur l'ensoleillement, source d'énergie de la brise. C'est bien ce qu'on

attend d'une paramétrisation : qu'elle prenne en compte les effets de grande échelle sur la méso-échelle, qu'elle renvoie - dans notre cas - un effet de brise sur le déclenchement, et que la brise réagisse à l'effet qu'elle a engendré.

5.3.3 Résultats en 3D

Les déclenchements de convection par la brise dans le modèle 3D ont été réalisés en mode diagnostic, sans être couplés avec la convection profonde pour simplifier l'analyse des effets de la nouvelle paramétrisation. Il est prévu ensuite dès que "la nouvelle physique" de LMDZ-4 sera mise au point et réglée de comparer en mode couplé les climatologies avec et sans déclenchement par la brise.

Distribution géographique de la fréquence de déclenchement de convection profonde

l'hétérogénéité de la surface montre une hétérogénéité géographique de cette fréquence dans le GCM. Pour les reliefs dont le sommet reste en-dessous du niveau de condensation, si on rassemble ces cas, on constate que plus l'élévation est importante, plus la source d'énergie de brise est importante, et en conséquence plus la fréquence de déclenchement est élevée. On retrouve ainsi l'une des caractéristiques principales de l'effet observé de l'orographie qui avait motivé ce travail - l'autre concernant les phases temporelles du déclenchement.

Dans la zone de l'Afrique de l'Ouest où on bénéficie des observations satellite à forte résolution spatio-temporelle, en considérant l'effet sous-maille des paramètres topographiques, le modèle de brise améliore la corrélation entre la dénivellation et la fréquence de déclenchement. Le cycle saisonnier est également amélioré : le maximum de fréquence de déclenchement par la brise migre de la zone côtière en début de mousson vers les zones semi-arides des régions sahéliennes jusqu'en août, puis régresse vers le sud jusqu'en septembre où on constate de plus un renforcement des déclenchements dans la zone côtière.

Pour le reste du monde, on a sorti des cartes de déclenchements de juin-septembre pour étendre ces analyses préliminaires, rassemblées dans l'annexe B. Mais pour le moment,

5.4. Conclusions

on n'est pas en mesure de commenter finement ces résultats par manque de connaissance et d'observation des déclenchements sur tous les continents. On remarque cependant par exemple que le modèle donne des déclenchements dans des régions réputées trop sèches dans le GCM, comme au sud-ouest du sous-continent indien.

Avec ces cartes de résultats globaux, on attend des discussions et collaboration avec les chercheurs qui travaillent sur le problème de la convection déclenchée par des reliefs.

Cycle diurne des déclenchements de la convection profonde

Au chapitre IV on a montré que les heures locales du premier déclenchement par le modèle de brise de vallée se situaient entre 9h et 15h, en accord avec la statistique issue de l'observation, alors que le modèle standard déclenchait peu après le lever du soleil.

Enfin, les résultats obtenus montrent que les deux critères retenus donnent tous deux une corrélation satisfaisante avec les dénivellations, avec des distributions temporelles et des nombres de déclenchements semblables, de même pour la distribution des heures locales de déclenchement. Ces résultats permettent d'adopter le critère général en énergie : $ale_{oro} + CIN > 0$ au lieu du critère local $w_{lfc} > 0$ pour coupler avec le schéma d'Emanuel. Ce résultat simplifie l'intégration du critère de déclenchement par la brise dans le modèle puisqu'il devient alors possible de comparer les différentes sources de soulèvement.

5.4 Conclusions

Les objectifs de notre travail semblent ainsi atteints : il semble possible de caractériser globalement des brises de vallées susceptibles de déclencher la convection profonde, avec les caractéristiques attendues, et ceci avec un niveau très modéré de complexité. Peu de paramètres sont à régler ; cependant, il est possible d'utiliser les informations de terrain disponibles à haute résolution pour adapter cette paramétrisation aux conditions plus réalistes si cela s'avérait nécessaire, comme par exemple de moduler l'évaporation le long des pentes en fonction de la nature de la surface (Rotach and Zardi, 2007), de la distribution de l'orientation des pentes, etc C'est tout l'intérêt d'avoir opté pour une

image physique 'réaliste' pour définir un modèle de vent anabatique, et non par exemple pour une fonction plus synthétique telle qu'elle nous était suggérée par nos calculs des ordres de grandeur. De cette manière, la brise réagit aux modifications de la grande échelle induits par le déclenchement des systèmes convectifs et représente correctement les rétroactions.

5.5 Perspectives

Quelques perspectives sur l'amélioration des simulations de GCM en rapport avec l'effet thermique de l'orographie :

1. Acquérir plus d'observations à l'échelle mondiale. Les cartes de déclenchement de la convection profonde sur les continents (B) restent à analyser car, à part la zone de l'Afrique de l'Ouest, pour le moment, on n'a pas de données pour une validation globale de cette nouvelle paramétrisation. L'analyse de chaque région est nécessaire pour savoir si l'effet thermique de l'orographie sur la naissance des systèmes convectifs est bien représenté : pourquoi les zones où il y a beaucoup de déclenchement par la brise de vallée ne donnent pas nécessairement de fortes précipitations (par exemple sur l'Afrique de l'Est et autour du plateau Tibétain), et questions sur des régions avec peu de déclenchement mais fortes précipitations (par exemple, dans le bassin de l'Afrique centrale) ?
2. Couplage avec le schéma de convection en 3D avec la nouvelle physique de LMDZ CMIP5 : tester le couplage avec l'hypothèse de déclenchement par l'énergie cinétique. Dans un proche avenir, et dans le cadre de la mise au point de "la nouvelle physique" de LMDZ4, les énergies de soulèvement des trois modèles de thermique, de poche froide et de brise seront articulées et réglées. Les données de la campagne AMMA seront alors très utiles et très sollicitées car on attend une nette amélioration du climat en particulier sur la région sahélienne (actuellement trop sèche dans le modèle), et partout en ce qui concerne le cycle diurne et partant, du climat global.
3. Couplage avec le schéma de couche limite thermique : le cycle diurne de la brise participe aux échanges verticaux à l'échelle de la couche limite, et devrait s'arti-

5.5. Perspectives

culer avec le "modèle du thermique" suivant les caractéristiques topographiques (largeur des vallées, élévations par rapport à l'altitude d'inversion). Dans l'état de développement du modèle d'Emanuel au laboratoire, deux paramétrisations sont nécessaires, l'une pour le déclenchement, l'autre pour la 'fermeture', c'est à dire pour le calcul des flux de masse convectifs globaux sur la maille (*alp* pour 'available lifting power'). Si le déclenchement est un phénomène très local (d'échelle de l'ordre de quelques centaines de mètres probablement), l'alimentation des ascendances des tours convectives du phénomène orageux concerne quelques dizaines de kilomètres au moins ; il y a donc nécessairement une transition d'échelle entre la phase d'induction et de développement d'un cumulo-nimbus. On peut imaginer, au regard de nos calculs approximatifs intégraux, une grossière évaluation de la puissance utile d'alimentation fournie par un ensemble d'ascendances thermo-orographiques, en combinant des analyses statistiques à la F.Lott avec un modèle grossier de brise.

4. Interaction entre l'effet dynamique et l'effet thermo-orographique. On peut présenter deux directions d'un tel couplage : celui de l'influence des conditions dynamiques de grande échelle sur l'existence de vents de recirculation dans les vallées interagissant avec la brise, et celui de l'effet de relèvement par les brises de "la hauteur de soulèvement" du vent de grande échelle dans le modèle de F. Lott (Lott and Miller, 1997).
5. Il serait relativement direct, à partir du modèle de brise, de construire un modèle sous-maille représentant les vents katabatiques, et par là contribuer à l'amélioration du comportement des GCM au-dessus des continents englacés. Dans le même ordre d'idée, les brises de mer / brises de terre à meso-échelle sollicitent essentiellement le même système d'équations que celui de notre modèle, qui pourrait alors servir de cadre de développement en profitant des méthodes (analyses dynamiques, sensibilités) mises en place au cours de notre travail.

Annexe A

Démonstrations

Sommaire

A.1 Schéma numérique	130
A.1.1 Grille décalée	130
A.1.2 Solution d'une équation cubique	130
A.2 Dérivées des flux de surface par rapport à la température de surface	131
A.3 Angle de correction du rayonnement solaire	131
A.4 Brise au niveau de condensation	133
A.5 Brise humide	133
A.6 Brise au niveau de convection libre	134

A.1 Schéma numérique

A.1.1 Grille décalée

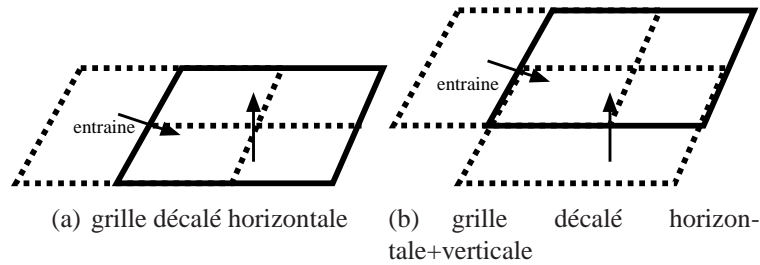


FIG. A.1 – Schéma de grille décalée dans le modèle de brise.

A.1.2 Solution d'une équation cubique

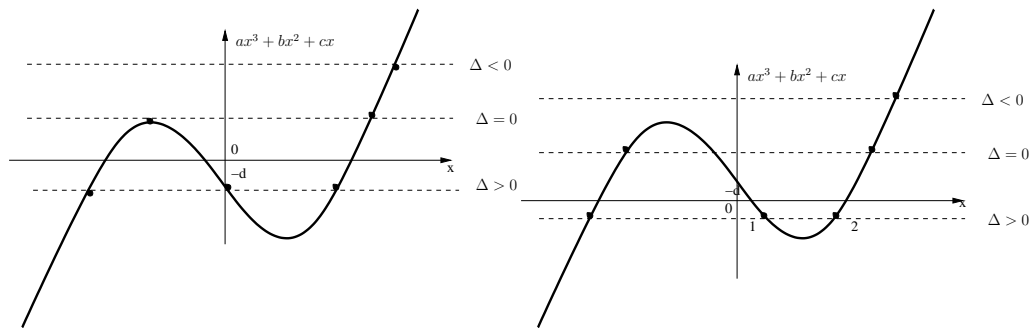


FIG. A.2 – Graphe de l'équation cubique et ses solutions.

Méthode de Cardan: changer $ax^3 + bx^2 + cx + d = 0$ en forme $x^3 + px + q = 0$, calculer $\Delta = 4p^3 + 27q^2$.

Selon la valeur de Δ , l'équation peut avoir deux ou trois solutions. **On retient la valeur maximum de ces solutions.** Le sens physique de ce choix est: on calcule la vitesse verticale w uniquement quand il y a un d'écart de température entre la surface de relief et celle de l'environnement; alors w sera toujours positive dans la partie en contact avec la surface de montagne, et dans le cas où il y a deux solutions positives, FigA.2(b), la valeur de $ax^3 + bx^2 + cx$ doit augmenter avec x quand $x > 0$.

A.2 Dérivées des flux de surface par rapport à la température de surface

1. $d\phi/dT_s$

$$\begin{cases} \phi_{lwup} = \sigma T_s^4 \\ \phi_{sens} = \rho c_{pd} C_d v_b (T_s - T) \\ \phi_{lat} = L_v \beta \rho C_d v_b [q_{sat}(T_s) - q] \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} d\phi_{lwup}/dT_s = 4\sigma T_s^3 \\ d\phi_{sens}/dT_s = \rho c_{pd} C_d v_b (1 - dT/dT_s) \\ d\phi_{lat}/dT_s = L_v \beta \rho C_d v_b (dq_{sat}/dT_s - dq/dT_s) \end{cases}$$

2. $dw_f/dT_s, dT/dT_s, dq/dT_s$

$$\begin{cases} w_{f,i+1}^2 - w_{f,i}^2 = g \delta z_i (T_{v,i} - \bar{T}_{v,i}) / \bar{T}_{v,i} \\ w_{f,i+1} (\theta_i - \bar{\theta}_i) - w_{f,i} (\theta_{i-1} - \bar{\theta}_i) = C_d v_{b,i} (\theta_{s,i} - \theta_i) \sigma_i \delta z_i \\ w_{f,i+1} (q_i - \bar{q}_i) - w_{f,i} (q_{i-1} - \bar{q}_i) = \beta C_d v_{b,i} (q_{sat}(T_{s,i}) - q_i) \sigma_i \delta z_i \end{cases}$$

$$\Rightarrow \begin{cases} dw_f/dT_s = \kappa_w d[T(1 + \varepsilon q)]/dT_s \\ d[w_f(T - \bar{T})]/dT_s = \kappa_s (1 - dT/dT_s) \\ d[w_f(q - \bar{q})]/dT_s = \kappa_l (dq_{sat}/dT_s - dq/dT_s) \end{cases}$$

$$\kappa_w = g \delta z / 2 w_f \bar{T}_v, \kappa_s = C_d v_b \sigma \delta z, \kappa_l = \beta C_d v_b \sigma \delta z$$

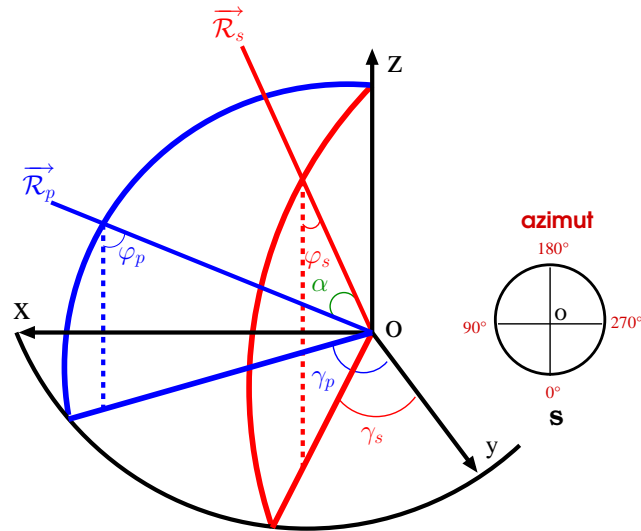
$$\Rightarrow \begin{cases} dw_f/dT_s = \frac{(1 + \varepsilon q) \kappa_s / (w_f + \kappa_s) + T \varepsilon dq_{sat}/dT_s \kappa_l / (w_f + \kappa_l)}{1/\kappa_w + (1 + \varepsilon q)(T - \bar{T}) / (w_f + \kappa_s) + T \varepsilon (q - \bar{q}) / (w_f + \kappa_l)} \\ dT/dT_s = [\kappa_s - (T - \bar{T}) dw_f/dT_s] / (w_f + \kappa_s) \\ dq/dT_s = [\kappa_l dq_{sat}/dT_s - (q - \bar{q}) dw_f/dT_s] / (w_f + \kappa_l) \end{cases}$$

$$dq_{sat}/dT_s = \frac{L_v q_{sat}}{R_v T_s^2}$$

A.3 Angle de correction du rayonnement solaire

Démonstration $\cos \alpha = |\cos \vartheta_p \cos \vartheta_s + \sin \vartheta_p \sin \vartheta_s \cos(\gamma_p - \gamma_s)|$, α angle entre la direction du soleil et la normale à la pente de montagne.

A.3. Angle de correction du rayonnement solaire



$$1) \vec{OA} \cdot \vec{OB} = OA \times OB \times \cos \alpha$$

On prend $OA = OB = 1$

La relation à démontrer devient : $\cos \alpha = \vec{OA} \cdot \vec{OB}$

2) Décomposer $\vec{OA} \cdot \vec{OB}$:

$$\vec{OA} \cdot \vec{OB} = (\vec{OD} + \vec{DA}) \cdot (\vec{OC} + \vec{CB}) = \vec{OD} \cdot \vec{OC} + \vec{OD} \cdot \vec{CB} + \vec{DA} \cdot \vec{OC} + \vec{DA} \cdot \vec{CB}$$

Les produit perpendiculaires sont nul : $\vec{OD} \cdot \vec{CB} = 0$, $\vec{DA} \cdot \vec{OC} = 0$,

$$\vec{OA} \cdot \vec{OB} = \vec{OD} \cdot \vec{OC} + \vec{DA} \cdot \vec{CB}$$

3)

$$\vec{OD} \cdot \vec{OC} = OD \times OC \times \cos(\gamma_p - \gamma_s) = OA \sin \vartheta_s OB \sin \vartheta_p \cos(\gamma_p - \gamma_s) = \sin \vartheta_s \sin \vartheta_p \cos(\gamma_p - \gamma_s)$$

4)

$$\vec{DA} \cdot \vec{CB} = DA \times CB \times \cos 0 = OA \cos \vartheta_s OB \cos \vartheta_p = \cos \vartheta_s \cos \vartheta_p$$

5)

Finalemment on a:

$$\cos \alpha = \cos \vartheta_s \cos \vartheta_p + \sin \vartheta_s \sin \vartheta_p \cos(\gamma_p - \gamma_s)$$

Senkova et al. (2007) et Kondratev (1969)

A.4 Brise au niveau de condensation

sous-programme “m_lcl” dans “mb_routines.F”

1. Déterminer le dernier niveau non saturé $icbs$ par la condition $q_{icbs} < \bar{q}_{icbs}$ et $q_{icbs+1} > \bar{q}_{icbs+1}$.
2. Calculer le niveau de condensation p_{lcl} à partir du niveau $icbs$ (formule de Bolton (1980)),

$$p_{lcl} = (p \cdot RH \cdot c_h)|_{icbs}$$

où l’humidité relative $RH = q/q_{sat}(T)$, $c_h = T/(1669 - 122RH - T)$.

3. Calculer la flottabilité au niveau de condensation B_{lcl} par interpolation entre $icbs$ et $icbs + 1$, la fraction $\alpha_{lcl} = (p_{lcl} - p_{icbs})/(p_{icbs+1} - p_{icbs})$,

$$T_{v,lcl} = \alpha_{lcl}(T_{v,icbs+1} - T_{v,icbs}) + T_{v,icbs}$$

$$B_{lcl} = T_{v,lcl} - \bar{T}_{v,lcl}$$

A.5 Brise humide

sous-programme “m_undilute3.F”, modifié à partir de undilute2 (Emanuel) Au-dessus du niveau de condensation, on suppose que le brise monte adiabatiquement; dans un processus saturé, l’énergie statique humide h est conservée $h = h_{sat}$, cette loi permet de calculer la température de brise par une relation linéaire tangente entre le brise et l’environnement,

$$T - \bar{T} = (h_{sat} - \bar{h}) \frac{dh}{dT} \Big|_{T=T_{sat}}$$

les grandeurs d’environnement \bar{T} et \bar{h} sont connues,

$h = c_p T + L_v q + gz$, et sa dérivée h' par rapport T :

$$h' = Tc'_p + c_p + q_{sat}L'_v + L_vq'_{sat}$$

la capacité calorifique de l'air saturé : $c_p = c_{pd}(1 - q_{sat}) + c_{pv}q_{sat}$, où c_{pd} et c_{pv} est la capacité calorifique de l'air sec et de la vapeur d'eau, $c'_p = (-c_{pd} + c_{pv})q'_{sat}$, $c_{pd} \simeq c_{pv}$, $c'_p \simeq 0$,

la chaleur latente d'évaporation est fonction de T : $L_v = L_{v0} - (c_l - c_{pv})(T - 273.15)$, L_{v0} est une valeur de référence, c_l et la capacité calorifique de l'eau liquide, $L'_v = -c_l + c_{pv}$, $c_l \simeq c_{pv}$, $L'_v \simeq 0$,

gz est la géopotentielle, g est l'accélération de la gravité, z est la hauteur géopotentielle.

$q'_{sat} = L_vq_{sat}/R_vT_{sat}^2$ (équation de Clausius-Clapeyron), R_v est la constante de gaz parfait, on a $h' \simeq c_p + L_vq_{sat}/R_vT_{sat}^2$.

A.6 Brise au niveau de convection libre

sous-programme "mb_main.F"

1. Cas où la flottabilité est négative au niveau de condensation : $B_{lcl} < 0$, dans le cas où il existe une couche au-dessus du niveau de condensation dans laquelle la flottabilité est positive, le niveau de la convection libre p_{lfc} peut être déterminé par interpolation entre la dernière couche de flottabilité négative ifs et la couche juste au-dessus $ifs + 1$, la fraction $\alpha_{lfc} = (B_{ifs} - B_{lfc})/(B_{ifs} - B_{ifs+1}) = (P_{ifs} - P_{lfc})/(P_{ifs} - P_{ifs+1})$, et par définition, la flottabilité au niveau de la convection libre est nulle : $B_{lfc} = 0$,

$$p_{lfc} = p_{ifs} - \alpha_{lfc}(P_{ifs} - P_{ifs+1})$$

La vitesse au p_{lfc} peut être déduite par l'écart de l'énergie cinétique qui égale l'énergie potentielle dans un processus adiabatique,

$$\Delta E_w = E_p$$

A.6. Brise au niveau de convection libre

$$\frac{1}{2}w_{lfc}^2 - \frac{1}{2}w_{ifs}^2 = g \frac{(B_{ifs} + B_{lfc})/2}{(\bar{T}_{v,ifs} + \bar{T}_{v,lfc})/2} \delta z = g \frac{B_{ifs}}{\bar{T}_{v,ifs} + \bar{T}_{v,lfc}} \delta z$$

$$w_{lfc} = \sqrt{2g \frac{B_{ifs}}{\bar{T}_{v,ifs} + \bar{T}_{v,lfc}} \delta z + w_{ifs}^2}$$

δz est l'épaisseur entre p_{ifs} et p_{lfc} .

2. Cas où elle est positive : $B_{lcl} > 0$, s'il existe une couche au-dessus du niveau de condensation dans laquelle la condition $w > 0$ et $p < p_{lcl} - \delta p$ est atteinte ,

$$p_{lfc} = p_{lcl}, w_{lfc} = w_{lcl}$$

δp est l'épaisseur de la couche d'inversion, on prend 50hPa dans le modèle.

Annexe B

Carte de déclenchement mondial

Nous terminons cette analyse du potentiel de la prise en compte des effets thermorographiques sur la naissance des MCS en cartographiant les distributions précédentes sur les différentes régions continentales du globe.

B. Carte de déclenchement mondial

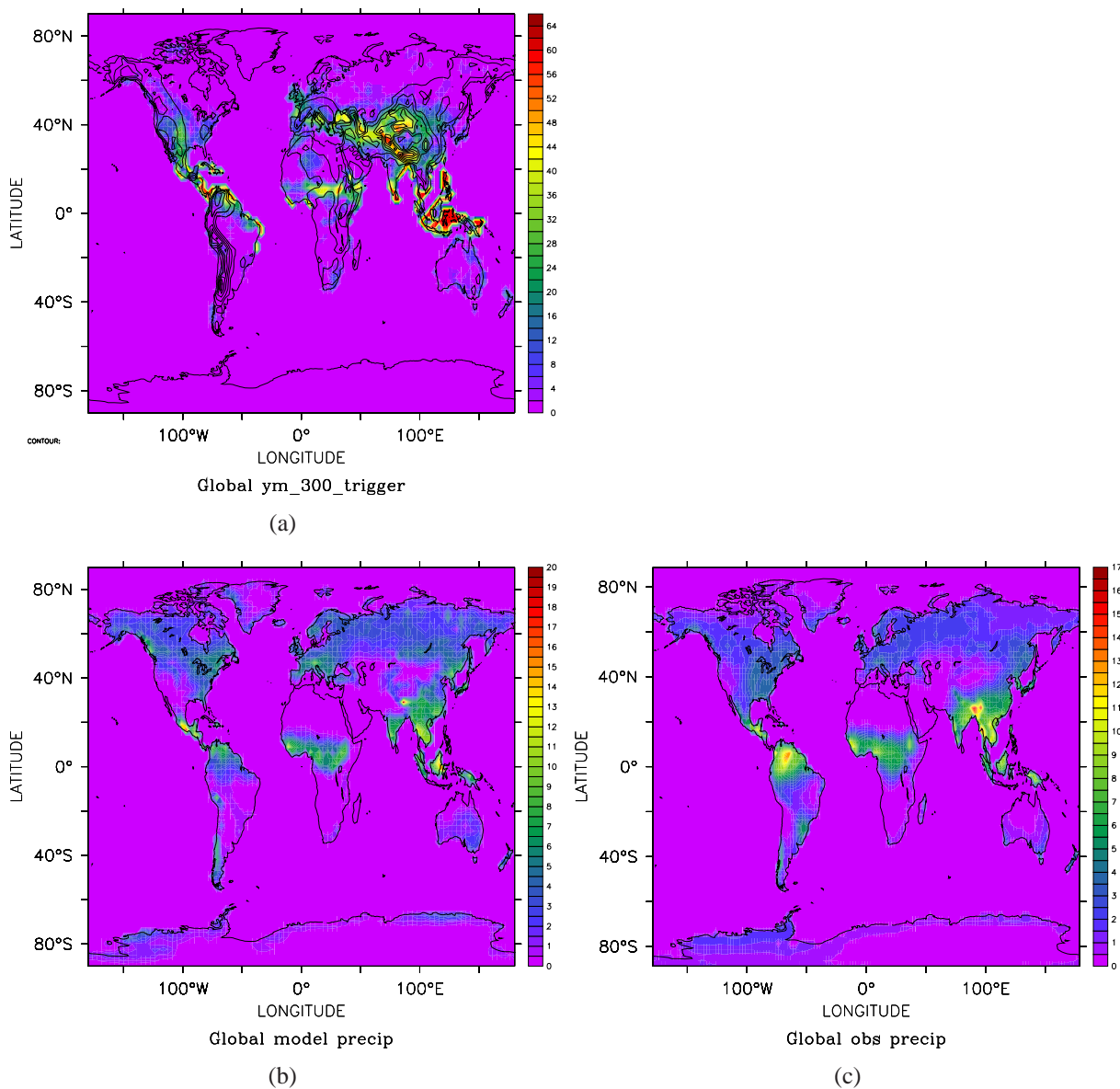
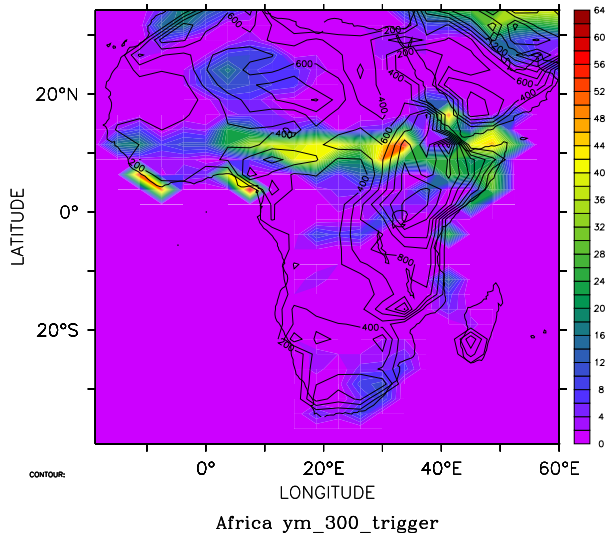
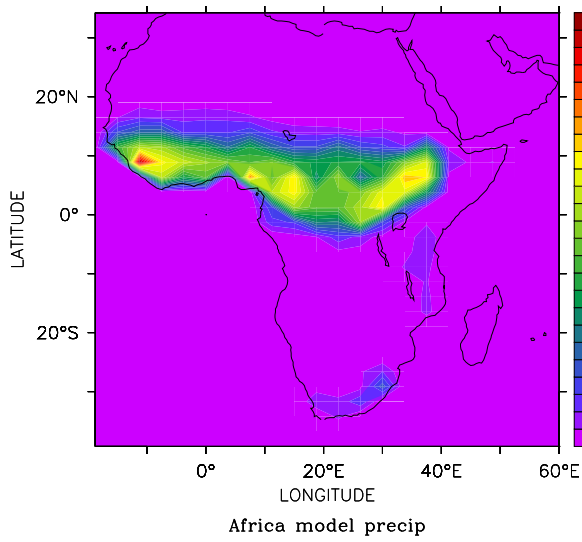


FIG. B.1 – Carte de déclenchement et de précipitation Global. (a) déclenchement par le modèle de brise $p_{\text{sommet}} < 300\text{hpa}$, 1992, moyenné en mai-septembre. (b) précip de modèle, 1992, moyenné en mai-septembre. (c) précipitation observé, combiné satellite et station, climatologie mensuelle 1979-2000, moyenné mai-septembre.

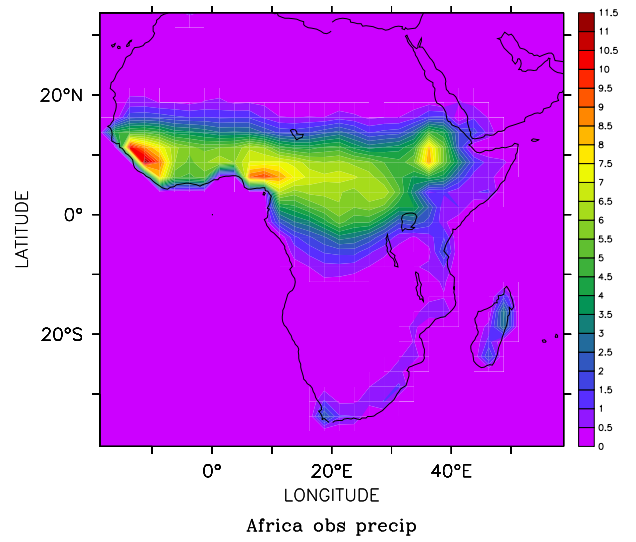
B. Carte de déclenchement mondial



(a)



(b)



(c)

FIG. B.2 – Carte de déclenchement et de précipitation en Afrique. Le reste de légende est comme Fig B.1.

B. Carte de déclenchement mondial

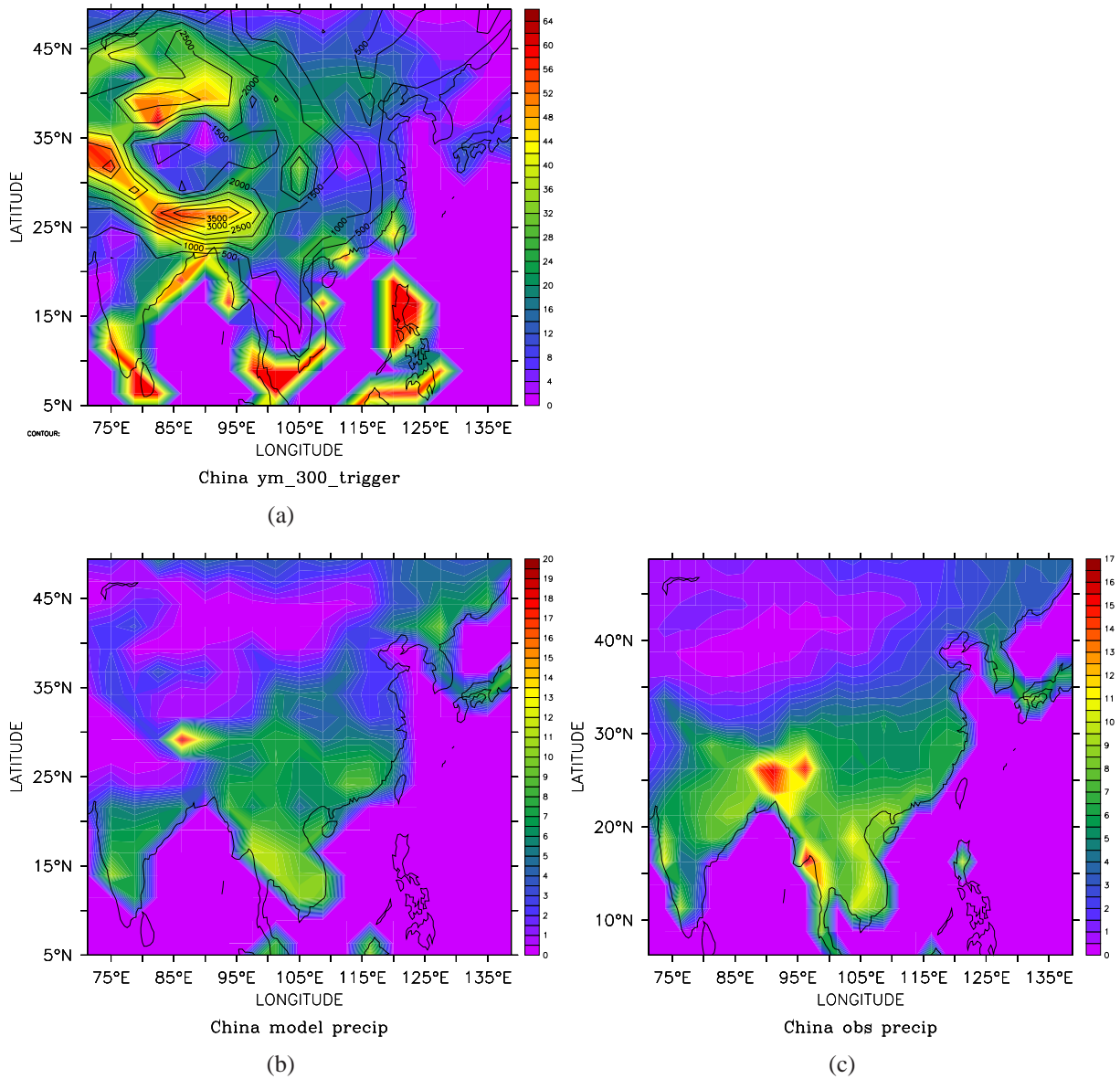
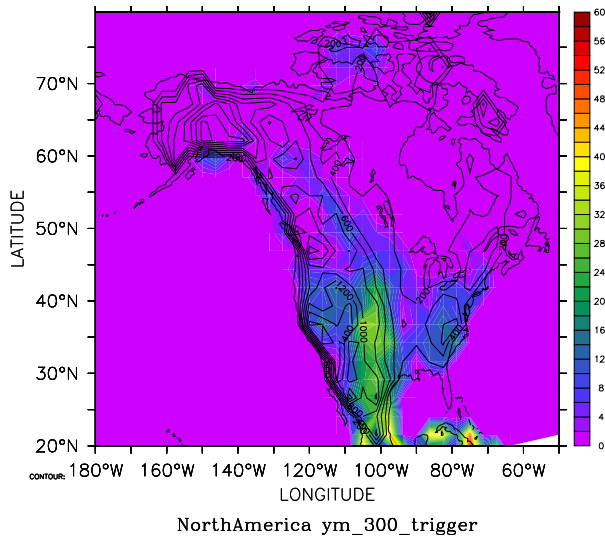
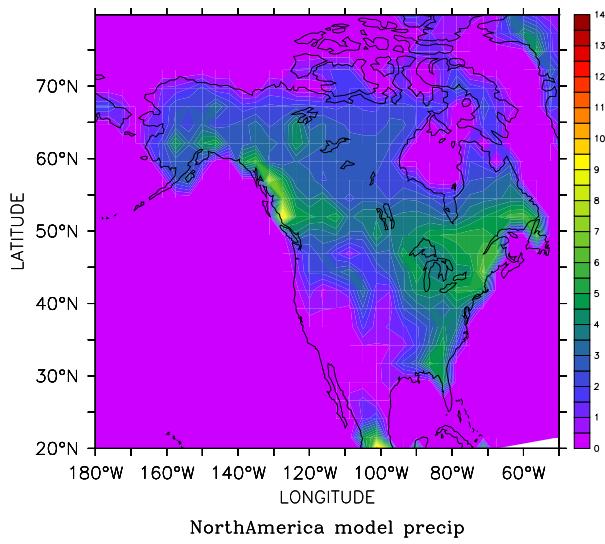


FIG. B.3 – Carte de déclenchement et de précipitation en Inde et Chine. Le reste de légende est comme Fig B.1.

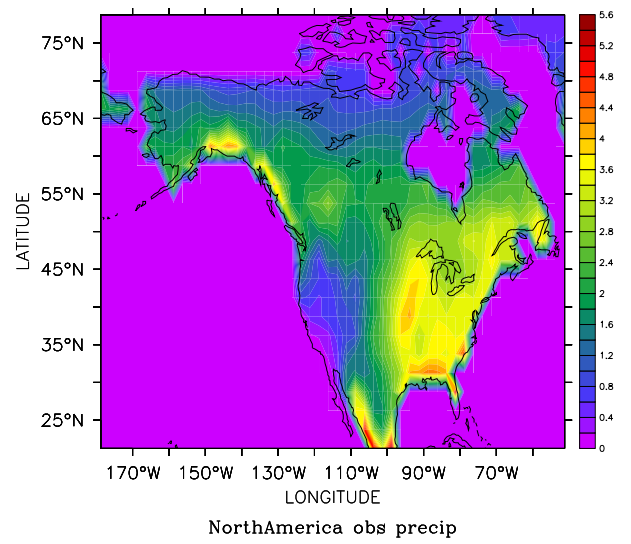
B. Carte de déclenchement mondial



(a)



(b)



(c)

FIG. B.4 – Carte de déclenchement et de précipitation en Amérique du North. Le reste de légende est comme Fig B.1.

B. Carte de déclenchement mondial

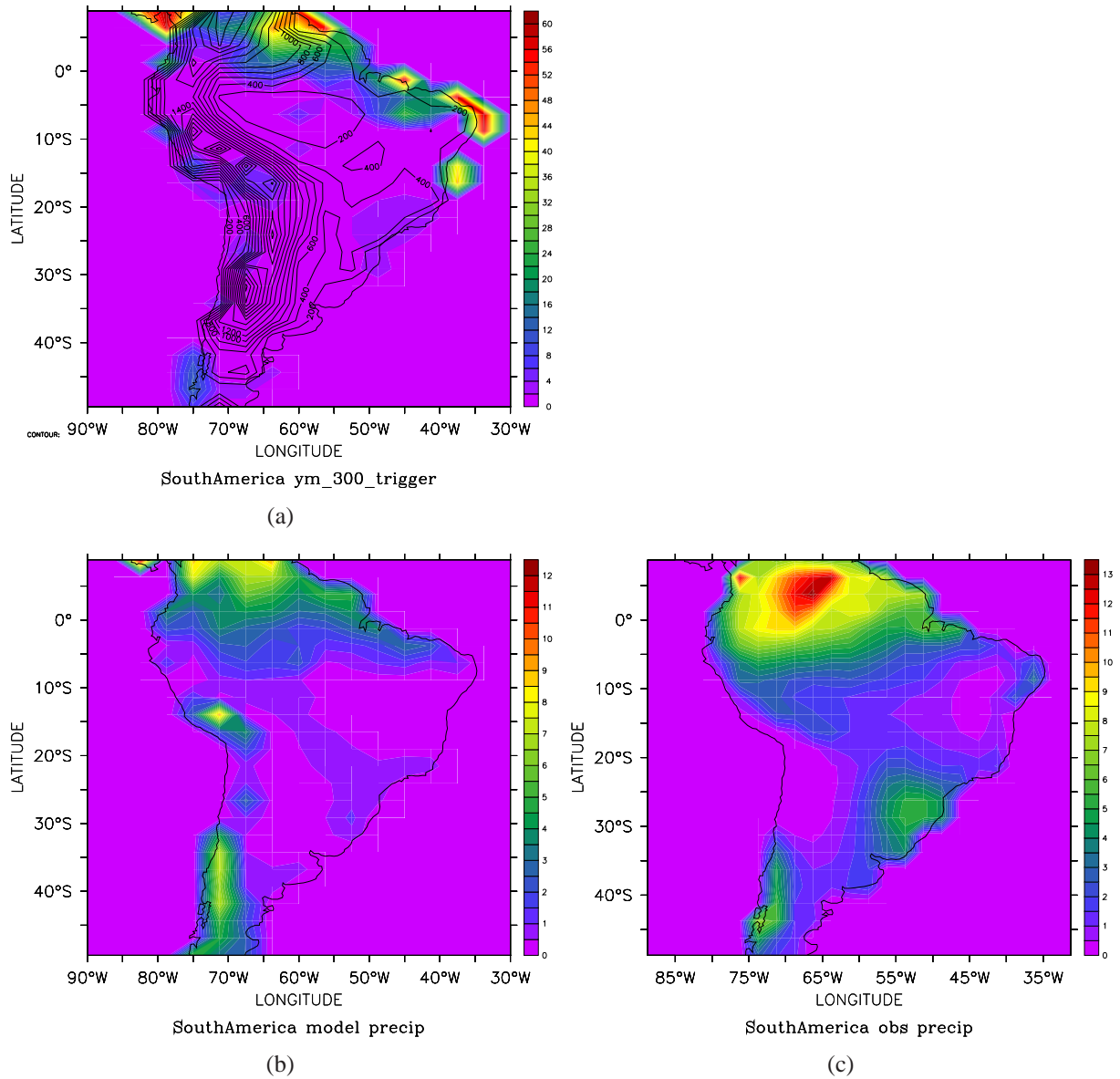


FIG. B.5 – Carte de déclenchement et de précipitation en Amérique du Sud. Le reste de légende est comme Fig B.1.

Bibliographie

- Arkin, P. A. (1979). The Relationship between Fractional Coverage of High Cloud and Rainfall Accumulations during GATE over the B-Scale Array. *Monthly Weather Review*, 107(10) :1382–1387.
- Atkins, N. T. and Wakimoto, R. M. (1997). Influence of the Synoptic-Scale Flow on Sea Breezes Observed during CaPE. *Monthly Weather Review*, 125(9) :2112–2130.
- Barthlott, C., Corsmeier, U., Meisner, C., Braun, F., and Kottmeier, C. (2006). The influence of mesoscale circulation systems on triggering convective cells over complex terrain. *Atmospheric Research*, 81(2) :150–175.
- Bastin, S. and Drobinski, P. (2005). Temperature And Wind Velocity Oscillations Along a Gentle Slope During Sea-Breeze Events. *Boundary-Layer Meteorology*, 114(3) :573–594.
- Bolton, D. (1980). The Computation of Equivalent Potential Temperature. *Monthly Weather Review*, 108(7) :1046–1053.
- Bony, S. and Emanuel, K. A. (2001). A Parameterization of the Cloudiness Associated with Cumulus Convection ; Evaluation Using TOGA COARE Data. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 58(21) :3158–3183.
- Clark, D. B., Taylor, C. M., and Thorpe, A. J. (2004). Feedback between the Land Surface and Rainfall at Convective Length Scales. *Journal of Hydrometeorology*, 5(4) :625–639.
- Colby, F. P. (1984). Convective Inhibition as a Predictor of Convection during AVE-SESAME II. *Monthly Weather Review*, 112(11) :2239–2252.

- Diongue, A. (2001). *Interactions entre convection et écoulement de grand échelle au sein de la mousson de l'Afrique de l'Ouest*. PhD thesis, Université Paul Sabatier - TOULOUSE III.
- Diongue, A., Lafore, J. P., Redelsperger, J. L., and Roca, R. (2002). Numerical study of a Sahelian synoptic weather system : Initiation and mature stages of convection and its interactions with the large-scale dynamics. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 128(584) :1899–1927.
- Duvel, J. P. (1989). Convection over Tropical Africa and the Atlantic Ocean during Northern Summer. Part I : Interannual and Diurnal Variations. *Monthly Weather Review*, 117(12) :2782–2799.
- Emanuel, K. A. (1991). A Scheme for Representing Cumulus Convection in Large-Scale Models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 48(21) :2313–2329.
- Emanuel, K. A. and Zivkovic-Rothman, M. (1999). Development and evaluation of a convection scheme for use in climate models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 56(11) :1766–1782.
- Fedorovich, E. and Shapiro, A. (2009). Structure of numerically simulated katabatic and anabatic flows along steep slopes. *Acta Geophysica*, 57(4) :981–1010.
- Geerts, B., Miao, Q., and Demko, J. C. (2008). Pressure Perturbations and Upslope Flow over a Heated, Isolated Mountain. *Monthly Weather Review*, 136(11) :4272–4288.
- Gibson, H. M. and Vonder Haar, T. H. (1990). Cloud and Convection Frequencies over the Southeast United States as Related to Small-Scale Geographic Features. *Monthly Weather Review*, 118(10) :2215–2227.
- Glass, M. and Carlson, T. N. (1963). The Growth Characteristics of Small Cumulus Clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 20(5) :397–406.
- Grandpeix, J.-Y. and Lafore, J.-P. (2010). A density current parameterization coupled with emanuel convection scheme. part i : The models. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(4) :881–897.

BIBLIOGRAPHIE

- Grandpeix, J.-Y., Lafore, J.-P., and Cheruy, F. (2010). A density current parameterization coupled with emanuel convection scheme. part ii : 1d simulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 67(4) :898–922.
- Hanesiak, J. M., Raddatz, R. L., and Lobban, S. (2004). Local Initiation of Deep Convection on the Canadian Prairie Provinces. *Boundary-Layer Meteorology*, 110(3) :455–470.
- Hastings, D. A. and Dunbar, P. K. (2008). Global Land One-kilometer Base Elevation (GLOBE). <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/topo/report/globedocumentationmanual.pdf>.
- Hodges, K. I. and Thorncroft, C. D. (1997). Distribution and Statistics of African Mesoscale Convective Weather Systems Based on the ISCCP Meteosat Imagery. *Monthly Weather Review*, 125(11) :2821–2837.
- Holton, J. R. (1992). *An introduction to dynamic meteorology / James R. Holton*. Academic Press, San Diego :, 3rd ed. edition.
- Hourdin, F., Couvreux, F., and Menut, L. (2002). Parameterization of the Dry Convective Boundary Layer Based on a Mass Flux Representation of Thermals. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59(6) :1105–1123.
- Hourdin, F. e. a. (2006). The lmdz4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 27(7) :787–813.
- Houze (1981). Structures of atmospheric precipitation systems : A global survey. *Radio Sci*, 16(5) :671–689.
- Hunt, J. C. R., Fernando, H. J. S., and Princevac, M. (2003). Unsteady Thermally Driven Flows on Gentle Slopes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(17) :2169–2182.
- Janicot, S., Thorncroft, C. D., Ali, A., Asencio, N., Berry, G., Bock, O., Bourles, B., Caniaux, G., Chauvin, F., Deme, A., Kergoat, L., Lafore, J.-P., Lavaysse, C., Lebel, T., Marticorena, B., Mounier, F., Nedelec, P., Redelsperger, J.-L., Ravegnani, F., Reeves, C. E., Roca, R., de Rosnay, P., Schlager, H., Sultan, B., Tomasini, M., Ulanovsky,

- A., and forecasters team, A. (2008). Large-scale overview of the summer monsoon over west africa during the amma field experiment in 2006. *Annales Geophysicae*, 26(9) :2569–2595.
- Jobard, I. and Desbois, M. (1992). Remote sensing of rainfall over tropical Africa using Meteosat infrared imagery : sensitivity to time and space averaging. *International Journal of Remote Sensing*, 13(14) :2683–2700.
- Johnson, R. H., Rickenbach, T. M., Rutledge, S. A., Ciesielski, P. E., and Schubert, W. H. (1999). Trimodal Characteristics of Tropical Convection. *Journal of Climate*, 12(8) :2397–2418.
- Kondratyev, K. I. . (1969). *Radiation in the atmosphere, by K. Ya. Kondratyev*. Academic Press, New York,.
- Lahellec, A., Dumas, P., and Hallegatte, S. (2009). *Manuel pratique de Mini-ker*; <http://web.lmd.jussieu.fr/ZOOM>.
- Lahellec, A., Hallegatte, S., Grandpeix, J.-Y., Dumas, P., and Blanco, S. (2008). Feedback characteristics of nonlinear dynamical systems. *Euro.Phys.Letters*, 81 :6001–6006.
- Lott, F. and Miller, M. J. (1997). A new subgrid-scale orographic drag parametrization : Its formulation and testing. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 123(537) :101–127.
- Mahrt, L. (1982). Momentum Balance of Gravity Flows. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(12) :2701–2711.
- Mapes, B. E. (2000). Convective Inhibition, Subgrid-Scale Triggering Energy, and Stratiform Instability in a Toy Tropical Wave Model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57(10) :1515–1535.
- Mathon, V., Laurent, H., and Lebel, T. (2002). Mesoscale Convective System Rainfall in the Sahel. *Journal of Applied Meteorology*, 41(11) :1081–1092.
- McNider, R. T. (1982). A note on velocity fluctuations in drainage flows. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 39(7) :1658–1660.

BIBLIOGRAPHIE

- Prandtl, L. (1942). *Führer durch die Strömungslehre*.
- Princevac, M. and Fernando, H. J. S. (2007). A criterion for the generation of turbulent anabatic flows. *Physics of Fluids*, 19(10) :105102+.
- Princevac, M., Hunt, J. C. R., and Fernando, H. J. S. (2008). Quasi-steady katabatic winds on slopes in wide valleys : Hydraulic theory and observations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(2) :627–643.
- Rampanelli, G., Zardi, D., and Rotunno, R. (2004). Mechanisms of up-valley winds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 61(24) :3097–3111.
- Redelsperger, J. L., Diongue, A., Diedhiou, A., Ceron, J. P., Diop, M., Gueremy, J. F., and Lafore, J. P. (2002). Multi-scale description of a Sahelian synoptic weather system representative of the West African monsoon. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 128(582) :1229–1257.
- Rio, C. and Hourdin, F. (2008). A thermal plume model for the convective boundary layer : Representation of cumulus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65(2) :407–425.
- Rio, C. and Hourdin, F. (2009). Shifting the diurnal cycle of parameterized deep convection over land. *Geophysical Research Letters*, 36(7) :L07809+.
- Rotach, M. W. and Zardi, D. (2007). On the boundary-layer structure over highly complex terrain : Key findings from MAP. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 133(625) :937–948.
- Rowell, D. P. and Milford, J. R. (1993). On the Generation of African Squall Lines. *Journal of Climate*, 6(6) :1181–1193.
- Schumann, U. (1990). Large-eddy simulation of the up-slope boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 116(493) :637–670.
- Schumann, U., Hauf, T., Höller, H., Schmidt, H., and Volkert, H. (1987). A mesoscale model for the simulation of turbulence, clouds and flow over mountains : Formulation and validation examples. *Beiträge zur Physik der Atmosphäre*, 60 :413 – 446.

- Senkova, A. V., Rontu, L., and Savijärvi, H. (2007). Parametrization of orographic effects on surface radiation in HIRLAM. *Tellus A*, 59(3) :279–291.
- Slingo, J. e. a. (2003). Scale interactions on diurnal to seasonal timescales and their relevance to model systematic errors. *Ann. Geophys.*, 46(1) :139–155.
- Spiga, A. (2007). *Dynamique méso-échelle de l’atmosphère martienne : développement d’un modèle météorologique et analyse des observations OMEGA / Mars Express*. PhD thesis, Université université Pierre et Marie Curie - PARIS VI.
- Sun, W. Y. and Ogura, Y. (1979). Boundary-Layer Forcing as a Possible Trigger to a Squall-Line Formation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 36(2) :235–254.
- Taylor, C. M. and Ellis, R. J. (2006). Satellite detection of soil moisture impacts on convection at the mesoscale. *Geophysical Research Letters*, 33(3) :L03404+.
- Taylor, C. M., Harris, P. P., and Parker, D. J. (2010). Impact of soil moisture on the development of a Sahelian mesoscale convective system : a case-study from the AMMA Special Observing Period. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136(S1) :456–470.
- Tian, W. and Parker, D. J. (2003). A Modeling Study and Scaling Analysis of Orographic Effects on Boundary Layer Shallow Convection. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 60(16) :1981–1991.
- Tian, W.-S. and Parker, D. J. (2002). Two-dimensional simulation of orographic effects on mesoscale boundary-layer convection. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 128(584) :1929–1952.
- Veronis, G. (1970). The Analogy Between Rotating and Stratified Fluids. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2(1) :37–66.
- Whiteman, C. and Allwine, K. (1986). Extraterrestrial solar radiation on inclined surfaces. *Environmental Software*, 1(3) :164–169.
- Zehnder (2006). Using digital cloud photogrammetry to characterize the onset and transition from shallow to deep convection over orography. *Monthly Weather Rev.*, 134(9) :2527–2546.

BIBLIOGRAPHIE

Ziegler, C. L., Lee, T. J., and Pielke, R. A. (1997). Convective Initiation at the Dryline : A Modeling Study. *Monthly Weather Review*, 125(6) :1001–1026.