Dynamique de la Couche Limite Atmosphérique stable en relief complexe. Application aux épisodes de pollution particulaire des vallées alpines.

Yann Largeron

▶ **To cite this version:**

Yann Largeron. Dynamique de la Couche Limite Atmosphérique stable en relief complexe. Application aux épisodes de pollution particulaire des vallées alpines.. Océan, Atmosphère. Université de Grenoble, 2010. Français. NNT : . tel-00606115

HAL Id: tel-00606115

https://theses.hal.science/tel-00606115

Submitted on 5 Jul 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Thèse

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Grenoble

Ecole Doctorale : Terre Univers Environnement

Spécialité : Océan, Atmosphère, Hydrologie

Présentée et soutenue publiquement par

Yann Largeron

le **26 novembre 2010**

Dynamique de la Couche Limite Atmosphérique Stable en relief complexe

Application aux épisodes de pollution particulaire des vallées alpines

---

Directeurs de thèse :

Chantal Staquet (Prof. Univ. de Grenoble)
Jean-Pierre Chollet (Prof. émérite Univ. de Grenoble)

Jury :

Joan Cuxart	*Rapporteur*	Univ. Baléares, Palma
Philippe Drobinski	*Rapporteur*	LMD - Ecole Polytechnique, Paris
Sandrine Anquetin	*Présidente*	LTHE, Grenoble
Valery Masson	*Examinateur*	CNRM - Météo France, Toulouse
Bertrand Carissimo	*Examinateur*	CEREA, Paris
Chantal Staquet	*Examinateur*	LEGI, Grenoble
Jean-Pierre Chollet	*Examinateur*	LEGI, Grenoble

Thèse préparée au sein du
Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels

Résumé

L'étude se concentre sur l'analyse de la dynamique de la Couche Limite Atmosphérique stable et hivernale en vallée, notamment dans des situations conduisant à des épisodes de pollution particulaire. L'analyse est effectuée à partir de simulations numériques de type LES et de mesures locales.

Dans une première partie, on étudie les vents catabatiques prenant naissance sur les pentes des vallées encaissées. On montre qu'ils sont instationnaires, inhomogènes et turbulents, que leur diffusivité turbulente évolue quadratiquement avec le nombre de Froude et décroît avec la stratification ambiante. On s'intéresse ensuite au champ d'ondes internes généré par ces vents. On trouve que sa fréquence ne dépend que de la stratification et est indépendante des caractéristiques des vents qui lui donnent naissance.

Dans une seconde partie, on s'intéresse au système de vents de vallées et aux inversions thermiques dans les vallées Grenobloises. Les conditions météorologiques conduisant aux épisodes de pollution sont étudiées et leur lien avec les mécanismes précédents est explicité. On montre que ces épisodes se déroulent toujours dans un contexte anticyclonique, sont induits par la présence d'une inversion et que leur évolution est liée à celle des régimes de temps. Pendant ces épisodes, le système de vents local est toujours similaire, indépendant du régime synoptique et constitué de vents thermiques, dont l'organisation spatiale est gouvernée par la géométrie du site. Ces courants sont contenus dans la couche d'inversion qui persiste pendant toute la durée de l'épisode et n'est pas détruite si l'énergie solaire est insuffisante. Le seuil énergétique correspondant est mis en évidence.

Mots clés : Couche Limite Atmosphérique, Inversions thermiques, Vents catabatiques, Circulations en vallée, Ondes internes, Qualité de l'air, Simulations LES.

Abstract

The study is focusing on the dynamics of the stably-stratified Atmospheric Boundary Layer in wintertime in valleys, especially during situations leading to PM_{10} pollution peaks. The analysis is made by means of LES-like numerical simulation and local measurements.

In a first part, we study the katabatic winds created over the slopes of a narrow valley. We show that they are intermittent and turbulent and that their turbulent diffusivity is proportionnal to the square of a Froude number, and decreases with the ambient stratification. We also study the internal wave field generated by these winds and find that its frequency depends only on the stratification and seems to be independent of the characteristics of its source.

In a second part, we study the valley wind system and the thermal inversions which occur by winter conditions in the valleys of the Grenoble area. Meteorological conditions leading to pollution episodes in the Grenoble valleys are also studied and their link with the previous mechanisms is explained. We show that these episodes take place during anticyclonic conditions, are induced by thermal inversion and that their evolution is linked to that of the weather regimes. During these episodes, we show that the local winds system is always the same, independent of the synoptical regime and consists of thermally-driven winds, whose spatial organization is controled by the geometry of the site. These currents are confined into a thermal inversion, which persists during the whole episode, and is however not destroyed during the day if the solar energy is not sufficient. The corresponding energy treshold is highlighted.

Key words : Atmospheric Boundary Layer, Temperature inversions, Katabatic winds, Valley-wind systems, Internal wave field, Air quality, LES numerical simulations.

Remerciements

Mes remerciements vont tout d'abord (sans surprise) à Chantal Staquet et Jean-Pierre Chollet, mes directeurs de thèse. A Chantal, en particulier pour m'avoir donné l'opportunité de participer à toutes les conférences, écoles d'été et workshops que je souhaitais, de découvrir l'importance des échanges internationaux en matière de science et les enjeux des communications scientifiques, et pour m'avoir ouvert les yeux sur la réalité du monde de la recherche. A Jean-Pierre pour sa présence et son aide y compris après son départ en retraite ; pour ses relectures du présent rapport ainsi que pour ses conseils sur l'utilisation des divers codes de calculs et le numérique en général.

Merci aux rapporteurs et aux membres du jury pour avoir évalué mon travail et lu ce manuscrit dans le détail.

Merci également à Charles Chemel pour son aide et son assistance, qui ont joué un rôle déterminant dans l'orientation de ma thèse et sans qui j'aurais rencontré encore plus de difficultés que je n'en ai rencontré... Merci aussi pour ses conseils scientifiques et techniques éclairés ainsi que son accueil chaleureux en Angleterre.

Mes remerciements vont ensuite à toute l'équipe de support informatique de MesoNH à Météo-France et au Laboratoire d'Aérologie de Toulouse, en particulier à Christine LAC qui m'a fourni des informations et des conseils très utiles et précieux, mais aussi à Juan Escobar pour son assistance informatique et pour tout le travail qu'il effectue pour maintenir et mettre à jour le code MesoNH.

Merci à l'ASCOPARG-COPARLY et en particulier à Eric Chaxel et Isabelle Rios qui ont pris de leur temps pour ouvrir des possibilités de collaboration entre le LEGI et l'agence de qualité de l'air.

Merci également à Météo France et à Sylvain Bigot de l'Institut de Géographie Alpine, pour m'avoir permis d'accéder aux (malheureusement rares) mesures météo de la région Grenobloise.

Merci à la région Rhône-Alpes et au Cluster de Recherche en Environnement, pour avoir financé cette étude et permis sa réalisation.

Merci aussi aux organisateurs (pour leur travail) et aux participants (pour leur bonne humeur et/ou leur amitié) : d'ERCA 2008, de la 14^{eme} CMM à Vancouver (2008), de la session ABL de l'Ecole des Houches (2008), d'ICAM 2009 à Rastaat, de l'EGU 2009 à Wien, du Workshop "Waves and Instabilities" de Porquerolles (2009), des stages de formation MesoNH (2007 et 2010).

Dans le cadre de mes services d'enseignements, je tiens également à remercier

le CIES pour la qualité des stages de formation qu'il organise, Richard Montvoisin pour son inititation très enrichissante à l'esprit critique et la zététique, Marc Legrand, pour m'avoir transmis la foi du constructivisme et tous les autres responsables et formateurs du CIES. Merci également à Philippe Séchet, de l'INP, qui m'a permis d'intervenir à l'ENSE3 plutôt qu'à l'ENSGI...

Sur un plan plus personnel, je tiens à remercier ceux (et celles !) qui ont eu une incidence plus forte sur ma vie que mon travail de thèse et ont contribué à mon bon équilibre mental au cours de ces années. En particulier, merci au GMUC[1] sans qui ces trois ans n'auraient pas eu la même saveur ! Notamment merci à Thomas, Olivier, Grisou, Céline.H, Prez, Céline.G, Mikael, Diane, Stefan, Marmiton, Guénolé, Thomas.P et les autres... Merci à vous tous pour ces instants d'amitié divers et variés !

Merci également à tous ceux qui m'ont accompagné dans mes vadrouilles autour du monde. En particulier merci à Benjamin, Aubry, Nico, Thom et Olivier. Tous ces mois de voyages avec vous font partie de mes meilleurs souvenirs de ces quelques années !

Enfin je ne saurais jamais assez remercier Aude, qui m'accompagne dans toutes les circonstances, nourrit mes rêves, fait resplendir mes ambitions et mes projets les plus fous par son amour et me donne la force de croire à tout ce que j'entreprends...

[1] Marque déposée par la *"ONE AGAIN A BISTOUFLY"* team - siège social : Rue de la Poste

Table des matières

Introduction générale **1**
Contexte et motivations 1
Articulation générale 3

I Eléments de physique atmosphérique **5**

1 Eléments de météorologie **7**
Introduction 7
1 Le système atmosphérique : Structure, échelles, comportement 8
2 Circulation synoptique 13
3 Couche Limite Atmosphérique (CLA) 15
4 Bilan thermique du sol 19
Conclusion 21

2 Dynamique atmosphérique en zone de montagne **23**
Introduction 23
1 Modification de l'écoulement synoptique par le relief 24
2 Système de vents de vallée 27
3 Inversion thermique 29
Conclusion 34

3 Modélisation numérique de l'atmosphère **37**
Introduction 37
1 Les modèles atmosphériques 38
2 Les codes ARPS et MesoNH 41
3 Les modèles de sol de ARPS et SURFEX 44
Conclusion 46

II Dynamique de la Couche Limite Atmosphérique Stable et Hivernale d'une vallée encaissée **49**

Objet de l'étude **51**

4 Vents catabatiques, instationnarités et ondes internes 53
Introduction . . . 54
1 Méthodologie . . . 56
2 Vents catabatiques . . . 59
3 Champ d'ondes de gravité internes . . . 64
4 Etude de sensibilité . . . 71
Discussion et Conclusion . . . 75

5 Quantification du mélange turbulent dans les vents catabatiques 79
Introduction . . . 80
1 Mélange turbulent : considérations théoriques . . . 81
2 Méthodologie . . . 86
3 Structure dynamique et turbulente du vent catabatique . . . 89
4 Quantification du mélange turbulent . . . 91
5 Modèlisation de la diffusivité . . . 96
Discussion et Conclusion . . . 101

De la modélisation simplifiée aux situations réalistes 105

III Dynamique de la Couche Limite Atmosphérique Stable et Hivernale des vallées Grenobloises 107

Objet de l'étude 109

6 Pollution particulaire et stabilité atmosphérique 113
Introduction . . . 114
1 Le site Grenoblois et ses stations de mesures . . . 115
2 Analyse des températures . . . 118
3 Détermination des épisodes stables . . . 119
4 Détermination des épisodes de pollution aux PM_{10} . . . 123
5 Stabilité et pollution particulaire . . . 125
6 Météorologie des épisodes . . . 127
Conclusion . . . 133

7 Système de vents de vallées pendant les épisodes de pollution 135
Introduction . . . 136
1 Description des simulations . . . 137
2 Dynamique nocturne générale des 5 épisodes . . . 140
3 Système de vents de vallée sur le complexe Grenoblois . . . 146
4 Influence de l'écoulement synoptique . . . 149
5 Quantification du découplage CLA/TL . . . 152
Conclusion . . . 157

8 Structure spatiale de la CLA et des courants thermiques 159
Introduction . . . 160
1 Configuration numérique . . . 161
2 Stratification de la CLA en couches verticales . . . 167
3 Structure horizontale de la CLA . . . 177
4 Structure spatiale des courants thermiques . . . 180
5 Zones de recirculation, de stagnation et de ventilation . . . 185
Conclusion . . . 190

9 Formation, destruction et persistance des inversions thermiques 193
Introduction . . . 194
1 Evolution temporelle du forçage thermique de la CLA . . . 196
2 Intensification nocturne de l'inversion . . . 199
3 Réduction diurne de l'inversion . . . 204
4 Evolution de l'inversion au cours d'une journée . . . 208
5 Evolution de l'inversion au cours d'un épisode . . . 213
6 Persistance et destruction de l'inversion : Modèle énergétique . . . 217
Conclusion . . . 227

Conclusion générale et Perspectives 229
Conclusion générale . . . 229
Perspectives . . . 233

Annexes 236

A Analyse de l'épisode $P10$ 239

B Evolution synoptique au cours d'un épisode 243

C Analyse de sensibilité numérique 247
Introduction . . . 247
1 Sensibilité aux conditions initiales . . . 247
2 Sensibilité à la résolution verticale . . . 251
3 Discussion : Conditions d'une représentation réaliste . . . 257
Conclusion . . . 265

D Champs de vents des 5 épisodes stables 267

E Comparaison mesures/simulation de l'intensité de l'inversion 275

Bibliographie 279

Introduction générale

Contexte et motivations

Contexte climatique

Sur le territoire Européen, climatiquement marqué par diverses influences (océanique, continentale, méditerrannéenne et arctique), les zones de montagnes constituent souvent des enclaves dans lesquelles le climat contraste avec celui des plaines contiguës ([Guiter, 1975]). Les tendances climatiques sont alors nuancées par le relief et l'altitude, mais également par les spécificités géographiques et géomorphologiques locales. Suivant l'exposition aux vents dominants, ou l'isolement contre les perturbations atmosphériques, le caractère microclimatique peut être fort.

Spécificités atmosphériques locales

Ces particularités climatologiques puisent leur existence dans la récurrence sur le long terme de phénomènes physiques locaux, totalement induits par les spécificités topographiques des sites considérés. Du fait du découplage avec la haute troposphère et les régimes de vents régionaux, les vallées encaissées subissent souvent l'influence de vents thermiques générés localement, qui donnent naissance à des circulations au sein des basses couches de leur atmosphère (généralement appellées **système de vents de vallées**).

Dans ces vallées, la convexité orographique engendre une plus grande absorption du rayonnement solaire par le sol que sur un site de plaine (à la même latitude), et donc une plus forte accumulation de l'énergie thermique reçue au cours de la journée (cf [Hawkes, 1947]). Inversement, la nuit, l'énergie thermique est plus facilement perdue en vallée qu'en plaine. Celà résulte en des contrastes thermiques plus forts dans les vallées. A leur tour, ces contrastes génèrent des circulations atmosphériques entre les vallées et les plaines qui constituent une autre spécificité de ces régions. La dynamique atmosphérique est alors plus sensible en vallée qu'en plaine aux variations du flux solaire, et par conséquent aux cycles saisonniers. Ainsi, l'évolution journalière de la structure atmosphérique dans les vallées est très dépendante de la saison (cf [Whiteman, 2000]) : en hiver, notamment, l'influence du refroidissement nocturne peut perdurer toute la journée.

Outre les circulations thermiques, cette plus grande sensibilité thermique induit fréquemment (notamment la nuit) des phénomènes d'**inversions de basses**

couches, générateurs de forte stabilité atmosphérique. Les mouvements verticaux sont alors considérablement réduits. L'influence du relief réduisant directement les échanges horizontaux, l'air a ainsi tendance à stagner dans des couches concentrées près du sol, lors de ces périodes de stabilité (qui se produisent essentiellement la nuit, ou certaines journées de la période hivernale).

Influence sur la qualité de l'air

Pour des raisons indépendantes de ces considérations climatiques, le développement de notre civilisation a conduit à une forte industrialisation des principales vallées des Alpes, historiquement lieux de prédilection des activités métallurgique, minière et énergétique, et possédant un fort potentiel d'attraction touristique. Par ailleurs, en zone de montagne, les réseaux routiers se concentrent essentiellement dans les vallées où le trafic est souvent dense. Les sources d'émissions polluantes, et en particulier d'émissions de particules fines, y sont donc nombreuses. Fréquemment, ces émissions se combinent à des phénomènes de stagnation des masses d'air. Les concentrations atteintes sont alors élevées, généralement bien plus que sur des sites de plaine comportant des taux d'émissions identiques.

Ces fortes concentrations de particules ne sont pas sans poser de problèmes sanitaires sérieux. Les particules sont en effet constituées de multiples espèces chimiques, aussi diverses que souvent potentiellement nocives. Certaines (entre autres : Hydrocarbure Aromatique Polycyclique et métaux lourds, régulièrement présents dans l'atmosphère) ont un pouvoir toxique, et constituent des cancérigènes ou mutagènes avérés pour l'homme et pour les écosystèmes ([Boffetta *et al.*, 1997]). De plus, une grande partie de ces particules ont une très faible taille, inférieure à $10\mu m$ (on les appelle alors PM_{10}[2]) voire inférieure à $2.5\mu m$ (on les appelle alors $PM_{2.5}$). Leur petit diamètre leur permet de s'introduire dans le système respiratoire jusqu'au niveau des bronchioles, où s'effectuent directement les échanges sanguins. Leur assimilation par l'organisme est donc rapide et leur effet sur la santé à moyen et long terme peut s'avérer (très) néfaste (cancers, maladies cardiovasculaires ou respiratoires, cf par ex. [Pope III *et al.*, 2002]).

Le caractère critique de ce problème est par ailleurs augmenté par des effets aérodynamiques : ce sont précisémment ces particules de plus faible taille qui restent le plus longtemps en suspension dans l'air, du fait de leur faible masse qui ralentit considérablement les processus de sédimentation. Parallèlement, ces particules très fines ($PM_{2.5}$) sont également celles émises en plus grand nombre par les industries, car les plus susceptibles d'échapper aux dispositifs de filtrage...

Motivations de l'étude

La compréhension des mécanismes physiques associés à la couche limite atmosphérique stable représente donc un enjeu sociétal important : ce sont ces mécanismes qui conditionnent fondamentalement l'accumulation ou la dispersion des pol-

[2] Abbréviation de "Particulate Matter of diameter $d < 10\mu m$".

luants. La détermination de leur influence sur le transport et le mélange des particules est notamment cruciale pour tous les modèles opérationnels de prévision de la qualité de l'air (par ex. [Seaman, 2000]).

Au delà de leur rôle sur le comportement de la pollution locale, la représentation correcte de ces phénomènes locaux dans les modèles de prévisions météorologiques ou climatiques est également d'importance majeure (par ex. [Rotach et Zardi, 2007]). Les résultats opérationnels sont en effet sensibles à la paramétrisation de ces particularités atmosphériques à l'échelle d'une vallée puisqu'ils contribuent de façon conséquente aux bilans énergétiques et turbulents plus globaux.

La présente étude s'inscrit dans ce contexte et se concentre sur l'analyse des différents processus physiques à l'oeuvre dans la Couche Limite Atmosphérique stable en vallée. En particulier, l'intérêt est porté sur la période hivernale, dans des configurations très stables conduisant à des épisodes de pollution aux PM_{10}. Notons toutefois qu'aucun couplage avec les aspects chimiques ne sera considéré. L'étude est une contribution à la compréhension de différents phénomènes, et repose sur une analyse des principaux mécanismes à l'oeuvre dans la couche limite stable hivernale des vallées alpines, à savoir :

1. Les **vents catabatiques**, prenant naissance sur les pentes des montagnes lors de leur refroidissement nocturne.
2. Les **ondes internes** générées par ces vents catabatiques.
3. Les **systèmes de vents de vallées** et de circulations inter-vallées.
4. Les **inversions thermiques** nocturnes et/ou persistantes.
5. L'**influence des conditions synoptiques** sur la situation de qualité de l'air (déduite de mesures de concentration en PM_{10}).

Dans cette étude, ces différents phénomènes physiques sont analysés par le biais de simulations numériques de type LES réalisées avec les codes de calculs ARPS et MesoNH, couramment utilisés pour ce type de problématique dans la communauté scientifique.

Articulation générale

Le présent rapport comprend 3 parties, qui peuvent être lues de façon indépendante :

1. Dans la partie I, des considérations de physique atmosphérique et de météorologie générale sont rappelées (chapitre 1), puis les spécificités atmosphériques dans les zones de relief sont résumées dans le chapitre 2. Le chapitre 3 présente les outils d'analyse retenus (codes de calculs méso-échelles, utilisés en mode LES).
2. Dans la partie II, nous analysons des phénomènes de petites échelles[3] (turbulence, ondes) dans une vallée encaissée de topographie idéalisée.

[3] De type micro-β et micro-γ (classification d'[Orlanski, 1975])

Nous portons une attention particulière aux vents catabatiques prenant naissance sur les pentes d'une vallée idéalisée, ainsi qu'au champ d'ondes internes généré par ces vents dans toute la couche stable de la vallée (chapitre 4). Le taux de turbulence engendré par les vents catabatiques est quantifié dans le chapitre 5.

3. Enfin, la partie III s'intéresse à des phénomènes d'échelles moins fines[4] (de l'ordre de la dimension de la vallée, voire d'échelles synoptiques) sur le complexe orographique de la région Grenobloise, imbriquant plusieurs vallées. L'analyse s'axe sur différents phénomènes :
   (a) Les conditions météorologiques locales et synoptiques conduisant aux épisodes de pollution particulaire des vallées Grenobloises sont étudiées dans le chapitre 6.
   (b) Le lien entre ces épisodes de pollution et les mécanismes de circulations locales est explicité dans le chapitre 7.
   (c) Le système de vents de vallées est étudié au chapitre 8. On détermine ainsi un régime de circulation inter-vallées et la stratification verticale qui en résulte.
   (d) Enfin, le chapitre 9 porte sur les inversions thermiques qui prennent naissance par conditions hivernales et étudie leur évolution (intensification, persistance, destruction).

[4] De type meso-γ à meso-α ([Orlanski, 1975])

Première partie

Eléments de physique atmosphérique

Chapitre 1

Eléments de météorologie

Sommaire

Introduction **7**

1 Le système atmosphérique : Structure, échelles, comportement **8**

1.1 Structure de l'atmosphère 8

1.2 Echelles atmosphériques 9

1.3 Stabilité atmosphérique 10

1.4 Lois de comportement de l'atmosphère 12

2 Circulation synoptique **13**

2.1 Spécificités des moyennes latitudes 13

2.2 Régimes de temps 13

2.3 Systèmes dépressionnaires et anticycloniques 14

3 Couche Limite Atmosphérique (CLA) **15**

3.1 Turbulence atmosphérique 15

3.2 Evolution nycthémérale 16

3.3 Couche Limite Convective 17

3.4 Couche Limite Stable 18

4 Bilan thermique du sol **19**

4.1 Forçage thermique de la CLA 19

4.2 Continuité des flux 19

4.3 Evolution thermique du sol 20

4.4 Flux de surface 20

Conclusion **21**

Introduction

Ce chapitre synthétise quelques éléments fondamentaux de météorologie dynamique. Il s'attache notamment à faire ressortir les différentes échelles impliquées

dans les mouvements du fluide atmosphérique : échelle globale, échelle synoptique, méso-échelle, micro-échelle (par ex. [McIlveen, 1992], [Malardel, 2005]). Puis, il décrit la circulation troposphérique et la dynamique de la Couche Limite Atmosphérique. Enfin, quelques considérations sur l'évolution énergétique de la surface seront rappelées.

1 Le système atmosphérique : Structure, échelles, comportement

1.1 Structure de l'atmosphère

Si des particules ou des molécules subissent encore l'attraction terrestre jusqu'à 10 000 km au dessus du sol (et peuvent être considérées comme appartenant aux très hautes couches ionisées de l'atmosphère), on considère en général que l'atmosphère a une épaisseur de 100 km (s'arrêtant à la ligne de Von Karman au dessus de laquelle on peut négliger les effets atmosphériques non magnétiques, cf [Labitzke *et al.*, 1985], [Justus et Jeffries, 1995]). Néanmoins, 99% de sa masse est contenue dans les 30 premiers kilomètres. Ainsi, son extension verticale représente environ 1% du rayon terrestre.

En un point donné du globe, les caractéristiques de l'atmosphère varient fortement le long de la verticale. L'attraction terrestre diminuant avec l'altitude, la pression atmosphérique diminue exponentiellement à mesure que l'on s'éloigne du sol. Il en est de même pour la densité de l'air. La température évolue quant à elle de façon complexe selon le schéma de la figure 1.1 ([Malardel, 2005]).

On voit apparaître différentes couches (ou strates) dans lesquelles la température est parfois croissante avec l'altitude, parfois décroissante, modifiant radicalement les propriétés physiques des couches correspondantes. On nomme ces couches, par ordre de proximité du sol : Troposphère, Stratosphère, Mesosphère, Thermosphère.

La *troposphère* est la couche dans laquelle les phénomènes météorologiques apparaissent et sont exclusivement contenus. Dans la troposphère, la température a *tendance* à décroître avec l'altitude. Elle est elle même divisible en 2 sous-couches dont les propriétés sont très différentes :

- La **Couche Limite Atmosphérique** (que nous noterons **CLA** dans toute la suite), près du sol. Son extension est généralement comprise entre 1 et 4 km. Elle se définit comme la couche directement influencée par la surface (friction, réchauffement/refroidissement, effets liés au relief, etc.) sur une échelle de temps inférieure à une journée et dans laquelle les flux verticaux de chaleur et de quantité de mouvement sont significatifs. Dans la CLA, les sources de turbulence thermiques et dynamiques sont du même ordre de grandeur. On est ainsi dans une situation de convection thermique naturelle.
- La **Troposphère Libre** (que nous noterons **TL** dans toute la suite), juste au dessus. Elle s'étend en moyenne jusqu'à 11 km au dessus du niveau de la mer. Elle est plus épaisse au niveau de l'équateur qu'aux hautes latitudes en raison

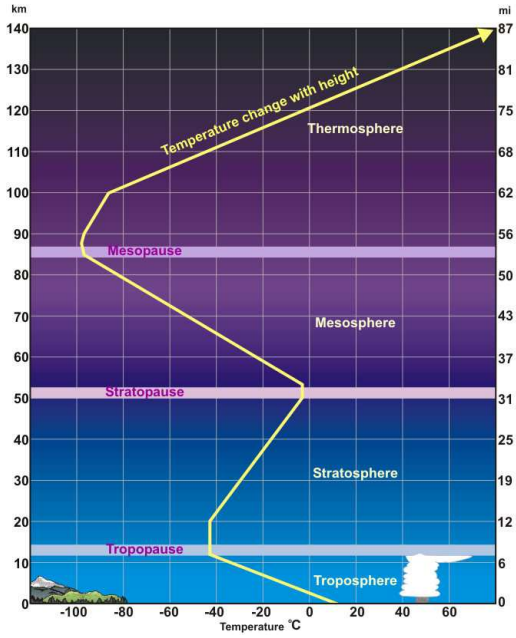


FIG. 1.1 – Structure verticale schématique de l'atmosphère (correspondant à une moyenne temporelle de l'état atmosphérique).

de la combinaison des effets de rotation et de chauffage.

1.2 Echelles atmosphériques

Les phénomènes atmosphériques se produisent sur une large gamme d'échelles d'espace et de temps, de la circulation globale qui s'étend sur toute la circonférence de la Terre jusqu'aux tourbillons de tailles centimétriques. Chaque type de circulation peut être décrite à l'aide de son extension horizontale et sa durée de vie approximative.

La figure 1.2, extraite de [Chemel, 2005], montre cette gamme d'échelles ainsi que les classifications classiques correspondantes ([Stull, 1988], [Pielke, 1984], [Orlanski, 1975], [Thunis et Bornstein, 1996]). Les systèmes anticycloniques et dépressionnaires sont ainsi d'échelle *synoptique* (dite aussi régionale ou macro), les systèmes de vents de vallées relèvent de la *méso-échelle* tandis que la turbulence ou les ondes internes sont de l'ordre de la *micro-échelle*.

Dans la présente étude, on s'intéressera surtout à la méso et à la micro-échelle (extension inférieure à 20 km, et jusqu'à quelques mètres ; sur des durées variant de 1 minute à quelques jours). Quelques considérations d'échelle synoptique seront néanmoins analysées.

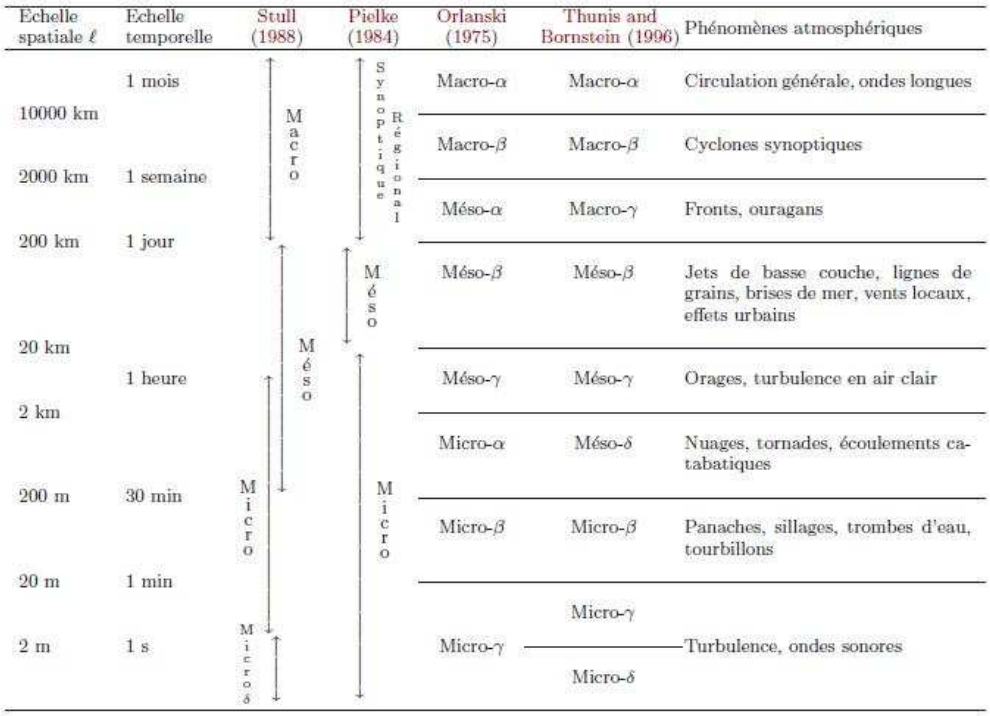


FIG. 1.2 – Classification des échelles atmosphériques. D'après [Chemel, 2005].

1.3 Stabilité atmosphérique

1.3.1 Gradient adiabatique

En physique, on définit le *gradient adiabatique* γ_{adiab} comme la variation de la température *absolue* par unité d'altitude dans une masse d'air n'ayant aucun échange de chaleur avec son environnement. Ce gradient adiabatique varie en fonction de la pression atmosphérique locale et de l'humidité, la variation avec le taux d'humidité pouvant être forte.

On définit alors le *gradient adiabatique sec* correspondant à une atmosphère complètement exempte d'humidité. Il vaut théoriquement $\gamma_{adiab}^{sec} = -9.8^oC/km$ (par ex. [Houghton, 2002]). On définit également le *gradient adiabatique humide saturé* qui varie entre $-5^oC/km$ et $-8^oC/km$ avec des valeurs typiques proches de $\gamma_{adiab}^{humide} = -6.5^oC/km$.

1.3.2 Température potentielle

En dynamique de l'atmosphère, pour comparer la température de deux particules fluides situées à des altitudes différentes (voire dans des conditions météorologiques différentes), on utilise le concept de *température potentielle* plutôt que la simple *température absolue* (par ex. [Delmas *et al.*, 2005]).

La *température potentielle* d'une particule fluide est par définition *la température absolue qu'aurait cette même particule fluide si elle était ramenée adiabatiquement au niveau de la mer*. Ainsi les températures potentielles sont toujours comparables entre elles. On la note θ et on la calcule par :

$$\theta = T\left(\frac{P_0}{P}\right)^{R_a/c_p} \tag{1.1}$$

où P_0 est la pression standard au niveau de la mer (1013.25 hPa), P la pression statique locale de la parcelle d'air, R_a la constante des gaz parfaits et c_p la capacité calorifique massique à pression constante de l'air.

1.3.3 Stabilité statique

Si une masse d'air est au repos, sa stabilité va dépendre uniquement des effets de flottabilité. Lorsqu'une petite perturbation s'applique sur une particule fluide dans une atmosphère stratifiée (ie où la température varie avec l'altitude), la force de flottabilité qui s'exerce sur cette particule peut constituer une force de rappel dirigée vers la position d'équilibre initiale : l'équilibre est donc stable ; ou alors engendrer une accélération du même signe que le déplacement de la particule, celle-ci continuant à s'éloigner de sa position d'équilibre : l'équilibre est alors instable.
Pour estimer si nous sommes dans une situation de stabilité ou d'instabilité, il suffit d'évaluer le gradient vertical de température potentielle. On montre que ([Delmas *et al.*, 2005]) :

1. Lorsque $\dfrac{\partial\theta}{\partial z} < 0$, on a *instabilité*.
2. Lorsque $\dfrac{\partial\theta}{\partial z} > 0$, on a *stabilité*.
3. Lorsque $\dfrac{\partial\theta}{\partial z} = 0$, on dira que l'atmosphère est *neutre*.

1.3.4 Fréquence de Brünt-Vaïsälä

Dans tout le présent rapport, pour quantifier la stabilité statique d'une couche atmosphérique, nous utiliserons parfois $\dfrac{\partial\theta}{\partial z}$ et parfois la fréquence de Brünt-Vaisälä ambiante qui s'exprime comme :

$$N_0 = \sqrt{\frac{g}{\theta_0}\frac{\partial\theta}{\partial z}} \tag{1.2}$$

où g est l'accélération de la gravité et θ_0 une température potentielle de référence (que nous prendrons égale à la température potentielle au niveau du sol). Cette fréquence quantifie la fréquence d'oscillation d'une particule d'air autour de sa position d'équilibre, dans un environnement stablement stratifié, lorsque cette particule d'air subit une perturbation. Elle n'est définie que lorsque $\partial_z\theta > 0$.

1.4 Lois de comportement de l'atmosphère

Le comportement dynamique de l'atmosphère est ainsi classiquement représenté par les équations régissant la thermodynamique et la mécanique des fluides. Le fluide atmosphérique vérifie alors la formulation Eulérienne des équations de Navier-Stokes ([Navier, 1823]) suivantes (par ex [Malardel, 2005]) :

1. La loi de conservation de la masse (dite aussi loi de continuité) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + div(\rho.\overrightarrow{U}) = 0 \tag{1.3}$$

   où $\overrightarrow{U}$ est la vitesse de l'air et ρ est sa masse volumique.

2. La loi de conservation de la quantité de mouvement dans le repère tournant :

$$\frac{\partial \rho \overrightarrow{U}}{\partial t} + div(\rho \overrightarrow{U} \otimes \overrightarrow{U}) = -2\rho \overrightarrow{\Omega} \wedge \overrightarrow{U} + \rho \overrightarrow{g} - \nabla p + \mu \triangle \overrightarrow{U} \tag{1.4}$$

   où $\overrightarrow{g}$ est l'accélération de la pesanteur, $\otimes$ représente le produit tensoriel, $\overrightarrow{\Omega}$ est le vecteur de rotation terrestre, p la pression et μ la viscosité dynamique de l'air.

3. La loi de conservation de l'énergie, dite aussi premier principe thermodynamique :

$$\frac{\partial \rho c_p T}{\partial t} + div(\rho c_p T \overrightarrow{U}) = \frac{Dp}{Dt} + \lambda \triangle T + div \overrightarrow{r} + \phi + \delta Q \tag{1.5}$$

   où c_p est la capacité calorifique de l'air, T sa température, λ sa conductivité thermique, $\overrightarrow{r}$ le flux de chaleur radiatif, ϕ la chaleur dissipée par frottement visqueux et enfin δQ les autres sources diabatiques (liées aux changements de phases de l'eau).

4. A ces trois lois classiques s'ajoute une équation d'état :

$$\frac{p}{\rho} = rT \tag{1.6}$$

   où r représente la constante des gaz pour l'air sec et vaut $r = 287 J/kg/K$.

5. A ces équations viennent s'ajouter une équation de conservation pour chacune des phases de l'eau.

L'ensemble de ces équations déterministes permet de prévoir l'évolution des variables principales ($\overrightarrow{U}$, ρ, T et p ainsi que les différents rapports de mélange des phases de l'eau).

Dans le cadre de la simulation numérique des écoulements atmosphériques, une approximation fréquemment utilisée est l'*approximation anélastique*. Elle consiste en une simplification de l'équation de continuité de la forme :

$$w\frac{\partial \rho}{\partial z} + \rho div(\overrightarrow{U}) = 0 \tag{1.7}$$

L'évolution de la masse volumique liée à l'élasticité du fluide n'est alors plus prise en compte. Celà revient à négliger l'évolution temporelle locale de ρ ainsi que ses variations associées à des mouvements horizontaux (on dit qu'on filtre les ondes acoustiques). L'équation de continuité ne prend alors en compte que l'effet de compression du fluide lorsque celui-ci subit des déplacements verticaux.

2 Circulation synoptique

La *circulation générale* correspond à la circulation qui s'établit à l'échelle du globe. Les mouvements atmosphériques à cette échelle constituent la réponse au forçage radiatif : des circulations se mettent en place entre les zones d'excédents énergétiques (régions tropicales) et les zones déficitaires (pôles). Cette circulation originellement imaginée par l'astronome Hadley est bien décrite dans [Jeffreys, 1926], [Lorenz, 1967], [Lorenz, 1970] ou [Lorenz, 1991]. A l'échelle de quelques centaines (voire milliers) de kilomètres, et sur des périodes de l'ordre de la semaine, cette circulation générale est fortement modulée dans l'espace et dans le temps. Nous appellerons *circulation synoptique* la circulation qui en résulte.

2.1 Spécificités des moyennes latitudes

Aux moyennes latitudes (zones entre 35^o et 70^o de latitude Nord et Sud), la variabilité atmosphérique est plus grande que sur le reste du globe. Cette augmentation de la variabilité est imputable au caractère ondulatoire des circulations spécifiques de cette zone.

Dans cette zone, les isobares et les isothermes ne sont pas parallèles, ce qui caractérise un écoulement barocline. Le vent moyen est d'Ouest à toutes les altitudes (maximum près de la tropopause, dans un courant appelé *jet-stream*) et la pression en moyenne zonale est plus élevée du côté tropical que du côté polaire. C'est par ailleurs la région du globe où les variations méridiennes de températures sont les plus fortes.

La conjonction de ces spécificités dans cette zone barocline induit une circulation associée à des ondes quasi-stationnaires (de température, de pression et de vent) d'une longueur d'onde de l'ordre de la moitié de la circonférence du globe à ces latitudes (deux zones d'anomalies négatives de pression sur les océans et deux zones d'anomalies positives sur les continents, dans l'hémisphère Nord, cf [Malardel, 2005]).

2.2 Régimes de temps

En fait, ces ondulations ont une composante non-stationnaire basse fréquence. Cette variabilité basse-fréquence correspond à ce que les météorologues appellent *les régimes de temps* ([Barnston et Livezey, 1987], [Michelangeli *et al.*, 1995]), que les climatologues interprètent pour leur part en termes d'*Oscillation Nord-Atlantique*

(NAO), cf par ex [Rogers, 1984][1].

La variabilité suprasynoptique (ie filtrant les périodes inférieures à 10 jours) de la pression révèle que l'atmosphère des moyennes latitudes oscille avec des périodes caractéristiques entre différents états qui constituent des modes d'oscillation de l'atmosphère à cette échelle. Selon cette vision, les régimes de temps correspondent alors aux états de la circulation synoptique ayant le maximum de probabilité d'occurence ([Kimoto et Ghil, 1993a] et [Kimoto et Ghil, 1993b]). Une classification classique aboutit à distinguer 4 régimes de temps sur l'Atlantique Nord et l'Europe de l'Ouest ([Plaut et Simmonnet, 2001] ou [Cassou, 2004]) :

1. Le régime "Atlantique Ridge", dit de dorsale.
2. Le régime de blocage.
3. Le régime d'anticyclone Groënlandais, correspondant aussi à la phase positive de la NAO.
4. Le régime zonal, correspondant aussi à la phase négative de la NAO.

La figure 1.3 illustre la structure spatiale sur l'Atlantique Nord du géopotentiel à 700 hPa pendant ces quatre régimes de temps pour la période hivernale.

La durée des périodes pendant laquelle l'atmosphère stagne dans un régime de temps est relativement irrégulière et l'alternance des régimes se fait de manière quasi-chaotique[2] (dixit [Malardel, 2005]). Les recherches récentes montrent néanmoins qu'il existe des voies de transition préférentielles d'un régime à un autre ([Vautard, 1990], [Kondrashov *et al.*, 2003], [Kondrashov *et al.*, 2007]).

2.3 Systèmes dépressionnaires et anticycloniques

Dans la pratique, cette variabilité synoptique est associée à des systèmes nuageux qui s'enroulent dans le sens trigonométrique dans l'hémisphère Nord et correspondent à des *perturbations baroclines* (générées par instabilité barocline). Chaque perturbation est en fait un centre dépressionnaire et deux centres dépressionnaires sont généralement espacés d'un centre anticyclonique, ie où la pression est plus élevée.

Ce type de perturbation est classiquement appelée *onde barocline* et se propage vers l'est (tout comme le flux zonal moyen) après avoir pris naissance sur le bord Ouest des océans ([Houghton, 2002]).

En fait, ces perturbations baroclines ont une durée de vie typiquement plus courte que les régimes de temps ($<$ 10 jours) et sont considérées comme des modulations plus haute fréquence de ces régimes de temps, dues à des non-linéarités dynamiques ([Michelangeli *et al.*, 1995], [Vautard *et al.*, 1988], [Vautard et Legras, 1988]).

En Europe de l'Ouest, la majeure partie des phénomènes météorologiques, et notamment de leur alternance, est due à l'alternance de ces perturbations (associées

[1] L'index NAO annuel caractérisant le mode de dominance des régimes de temps au cours d'une année spécifique.

[2] Comportement responsable d'une bonne part de l'incertitude des prévisions numériques à moyen terme.

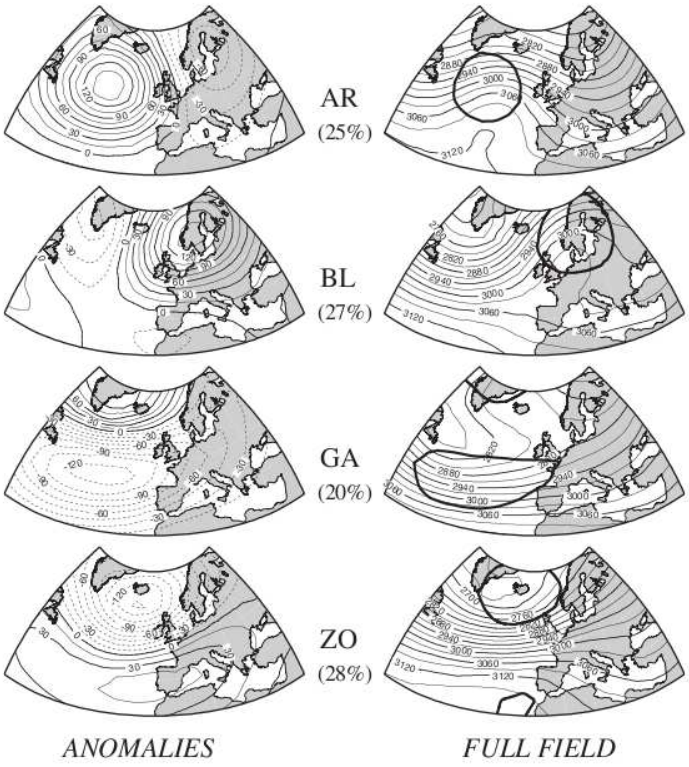


FIG. 1.3 – Structure spatiale du géopotentiel à 700 hPa sur l'Atlantique Nord pour chacun des 4 régimes de temps, pour la période hivernale (novembre à mars), issue d'une analyse sur 40 hivers (1958-1998). Gauche : Anomalie de géopotentiel. Droite : Champ de géopotentiel. Pourcentage entre parenthèses : fréquence d'occurence du régime.
AR : régime de dorsale atlantique ; BL : régime de blocage ; GA : régime d'anticyclone Groënlandais ; ZO : régime zonal. Extrait de [Plaut et Simmonnet, 2001].

à un temps nuageux ou pluvieux) et des périodes anticycloniques (associées à des conditions plus calmes et généralement à des périodes de beaux temps).

3 Couche Limite Atmosphérique (CLA)

Dans cette section, nous décrivons les caractéristiques classiques de la CLA sur sol plat (et sur les continents).

3.1 Turbulence atmosphérique

La CLA est le lieu de cisaillements de vitesses, qui peuvent engendrer l'apparition de structures tourbillonnaires. On a alors affaire à un écoulement *turbulent*. Dans un écoulement turbulent, les mouvements impliquent un spectre continu d'échelles

spatiales et temporelles. Ils sont par ailleurs irréguliers et peuvent être considérés comme aléatoires. Même si la dynamique reste *déterministe*[3], sa *prévisibilité* est fortement mise en défaut, car elle implique une connaissance infiniment précise des conditions initiales si l'on souhaite décrire convenablement *toutes* les structures tourbillonnaires de micro-échelle ([Lesieur, 1999]). Une approche courante consiste alors à décomposer les échelles du mouvement, en écrivant chaque variable atmosphérique sous la forme :

$$\alpha = \overline{\alpha} + \alpha' \tag{1.8}$$

où $\overline{\alpha}$ représente la *composante grande-échelle* (formellement le champ filtré au sens de la Simulations des Grandes Echelles, cf chapitre 3) de la variable α, et α' la *fluctuation petite-échelle* correspondante. L'écoulement est alors approché par sa description grande-échelle et on modélise l'influence des petites échelles en introduisant un nouveau terme dans les équations de Navier-Stokes (cf chapitre 3).

On définit par ailleurs l'énergie cinétique turbulente par unité de masse comme la somme $TKE = 1/2\left(\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2}\right)$. Les équations de Navier-Stokes permettent d'écrire une équation de transport pour cette énergie cinétique turbulente, qui dans le cas quasi-stationnaire, se résume à ([Garratt, 1994]) :

$$S + B + T + D = 0 \tag{1.9}$$

où S est un terme de production de turbulence par cisaillement, B un terme de production/destruction de turbulence par effets de flottabilité, T un terme de transport et de redistribution de l'énergie turbulente, et D un terme de dissipation visqueuse.

Les deux sources de production de turbulence sont donc mécanique (cisaillement) et thermique (flottabilité) et leur ratio est un nombre caractérisant l'origine de la turbulence. On l'appelle *nombre de Richardson de flux* :

$$Ri_f = \frac{(g/\theta)\,\overline{w'\theta'}}{\overline{u'w'}\partial_z\overline{u} + \overline{v'w'}\partial_z\overline{v}} \tag{1.10}$$

qu'on peut aussi écrire sous la forme du *nombre de Richardson de gradient* :

$$Ri_g = \frac{(g/\theta)\,\partial_z\overline{\theta}}{(\partial_z\overline{u})^2 + (\partial_z\overline{v})^2} \tag{1.11}$$

3.2 Evolution nycthémérale

Comme le forçage thermique du sol évolue au cours d'un cycle journalier, le terme de flottabilité évolue aussi sur $24h$. Le jour, les effets de flottabilité sont générateurs de turbulence et d'*instabilité statique*, la nuit, ils sont destructeurs de turbulence et générateurs de *stabilité statique*. La figure 1.4 adaptée de [Stull, 1988] montre l'évolution de la structure de la CLA au cours d'un cycle journalier, sur un sol plat.

[3] Au sens Laplacien du terme, ie "si l'on connait à un instant donné les vitesses et l'énergie interne en tout point de l'écoulement, il n'existe qu'une seule distribution de vitesse et d'énergie interne à un instant ultérieur" (extrait de [Lesieur, 1999]).

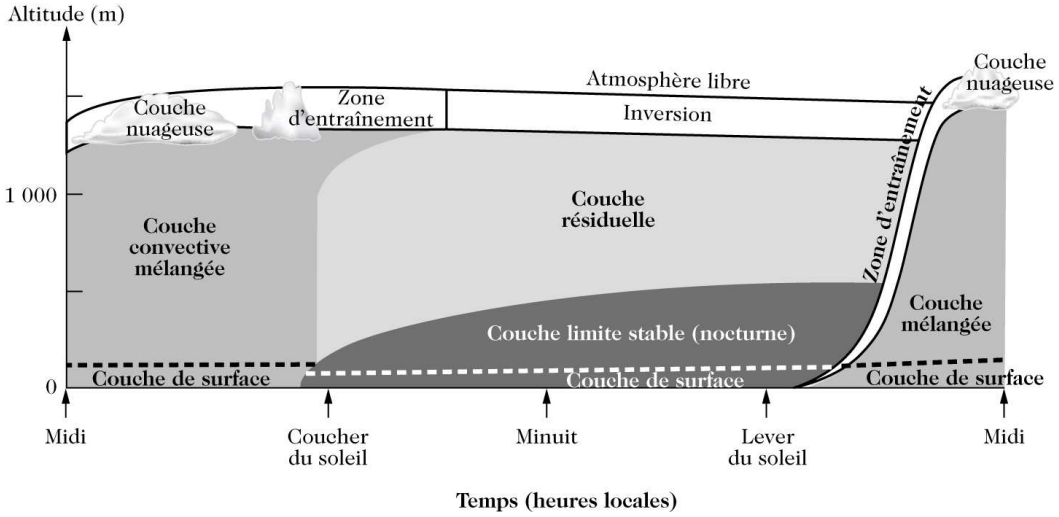


FIG. 1.4 – Schématisation de l'évolution circadienne de la structure de la CLA. Extrait de [Delmas *et al.*, 2005], adapté de [Stull, 1988].

En journée, une couche thermiquement instable et convective se développe à cause du chauffage par le sol ($\overline{w'\theta'} > 0$), donnant naissance à une couche mélangée dans la plus grande partie de la CLA.

La nuit, le refroidissement du sol donne naissance à une couche thermiquement stable dans les plus basses couches ($\overline{w'\theta'} < 0$). La région située au dessus constituant la *couche résiduelle*, c'est à dire le lieu d'un déclin de la turbulence induite par la convection créée en journée.

Ce cycle journalier est plus marqué sur les continents que sur les océans, à cause de la plus grande inertie thermique des masses d'eau. Il est également plus intense en été qu'en hiver à cause de la plus forte intensité du rayonnement solaire, résultant en une couche convective plus épaisse en journée. Par ailleurs, il est moins net en situation dépressionnaire ou lorsque la couverture nuageuse est importante, du fait de l'influence radiative que les nuages exercent.

Près du sol, on distingue une *couche de surface* de faible épaisseur. Lorsque les effets de flottabilité sont négligeables (ie que la CLA est neutre), la contrainte de cisaillement y est approximativement constante et le profil de vitesse moyenne suit en première approximation un profil logarithmique ([Garratt, 1994]). [Monin et Obukhov, 1954] étendent le modèle de couche de surface aux cas de CLA non-neutre, en prenant notamment en compte la variation verticale des flux turbulents.

3.3 Couche Limite Convective

Lorsqu'elle est pleinement développée (en fin d'après-midi dans les conditions classiques des moyennes latitudes et en été), la Couche Limite Convective de journée

comporte la structure suivante ([Garratt, 1994]) :

1. Une sous-couche de surface dans la région $z < |L|$ (où L représente la longueur de stabilité de [Monin et Obukhov, 1954]), dans laquelle la théorie de Monin-Obukhov s'applique.
2. Parfois une couche de convection libre dans la région $|L| < z < 0.1h$ (où h représente la hauteur de la CLA)
3. Une couche convective mélangée dans la majeure partie de la CLA ($0.1 < z/h < 1$). Cette couche mélangée est alors caractérisée par un fort mélange turbulent, de grandes valeurs de la vitesse turbulente verticale, de faibles gradients verticaux de température potentielle et de vitesse, un flux de chaleur qui décroit linéairement avec l'altitude, et une hauteur de CLA qui croit régulièrement à mesure que la journée avance (tant que le Soleil n'est pas couché).
4. Une zone d'interface avec la TL, souvent appelée *zone d'entrainement* ou *inversion d'altitude* dominée par les effets d'entrainement, stable et d'épaisseur pouvant parfois atteindre une proportion non négligeable de la CLA (jusqu'à 50%).

La CLA convective peut atteindre 1 à 2 km d'épaisseur aux moyennes latitudes. Elle est caractérisée par des cellules convectives (dans la partie de couche limite mélangée) de plusieurs centaines de mètres de hauteur, de formes polygonales d'environ 1 à 3km d'extension horizontale ([Schmidt et Schumann, 1989]). La CLA convective est souvent assimilée à sa seule partie mélangée.

3.4 Couche Limite Stable

La couche limite nocturne comporte typiquement (dans les saisons les plus chaudes de l'année) deux sous-couches :

1. Une couche limite stable aussi appelée *inversion de basses couches.*
2. Une couche résiduelle entre le sommet de la couche limite stable et l'inversion d'altitude (interface avec la TL). Dans cette couche résiduelle, la turbulence convective de la journée décline en environ une heure dans la période de transition du soir (après le coucher du Soleil). Cette couche reste quasi-neutre ou devient légèrement stable au cours de la nuit.

Contrairement à la Couche Limite Convective, la Couche Limite Stable ne peut être assimilée à un système en état quasi-stationnaire. Aucun état stationnaire n'est atteint au cours de la nuit. La hauteur de cette couche d'inversion augmente d'environ $15 - 20m/h$. Elle atteint une épaisseur typique de quelques centaines de mètres en fin de nuit, et une intensité pouvant atteindre $\Delta\theta = 10 - 15K$ ([Garratt, 1994]).

La flottabilité agit comme un puits de turbulence et engendre donc des faibles niveaux de turbulence. Les effets radiatifs deviennent aussi importants que les effets turbulents voire dominants. Les flux de chaleurs turbulents y sont négatifs et décroissent quasi-linéairement (en valeur absolue) jusqu'à s'annuler au sommet de

la couche stable. La stabilité permet par ailleurs la propagation d'ondes internes qui perturbent les caractéristiques turbulentes.

Cette couche stable est également caractérisée par la présence d'un *jet de basses couches*, potentiellement engendré par oscillations inertielles (pouvant donner lieu à des vents supérieurs au vent synoptique au niveau du sommet de la couche stable plusieurs heures après le coucher du Soleil). Ce jet de basses-couches est néanmoins très influencé par les effets catabatiques dus à la pente du relief, même lorsqu'elle est faible ([Lettau, 1967], [Banta *et al.*, 2004]). Plus de détails seront donnés dans le chapitre suivant.

4 Bilan thermique du sol

4.1 Forçage thermique de la CLA

L'atmosphère étant transparente aux longueurs d'ondes visibles, la quasi-intégralité du flux solaire la traverse sans la réchauffer (en fait, seule une faible part de ce rayonnement solaire est absorbé par certaines molécules multi-atomiques ou par les nuages). Le flux solaire atteint alors le sol. Une petite partie de ce flux est directement réfléchi en fonction de l'albédo du sol, et la grande majorité est absorbée par la surface. Le sol interagit alors avec la CLA en la réchauffant ou en la refroidissant. La source d'énergie est donc le Soleil, mais le sol sert de relais pour cette énergie et constitue le véritable forçage thermique de la CLA.

4.2 Continuité des flux

A l'interface sol-atmosphère (soit sur une couche infiniment mince d'inertie nulle), l'ensemble des flux de chaleur pénétrant vers le sol compense les flux sortant du sol. On a alors (par ex. [Noilhan et Planton, 1989]) :

$$R_{SW}^{\downarrow} + R_{LW}^{\downarrow} = R_{SW}^{\uparrow} + R_{LW}^{\uparrow} + H + LE + G \tag{1.12}$$

où $R_{SW}^{\downarrow}$ est le flux solaire reçu au sol, $R_{LW}^{\downarrow}$ est le flux infrarouge émis par l'atmosphère et reçu au sol, $R_{SW}^{\uparrow}$ est la portion du flux solaire réfléchi par le sol, $R_{LW}^{\uparrow}$ est le flux infrarouge émis par le sol[4], H est le **flux de chaleur sensible**, correspondant à l'échange de chaleur direct avec les basses couches de l'atmosphère par diffusion et turbulence, LE est le **flux de chaleur latente**, correspondant à la quantité de chaleur perdue par changement de phase (pour évaporer l'eau du sol, notamment) et G est le **flux de chaleur accumulée dans le sol**, correspondant à un flux de conduction dans le sol. Par ailleurs, on appelle **flux radiatif net** la quantité :

$$R_N = R_{SW}^{\downarrow} + R_{LW}^{\downarrow} - R_{SW}^{\uparrow} - R_{LW}^{\uparrow} \tag{1.13}$$

correspondant au bilan des flux échangés par rayonnement.

[4] Les indices SW et LW correspondent à Short Waves (visibles) et Long Waves (infrarouges).

Ainsi, le bilan de flux sur les 4 modes d'échanges de chaleur s'écrit :

$$R_N - H - LE - G = 0 \tag{1.14}$$

4.3 Evolution thermique du sol

Précisons que l'équation précédente ne suppose *pas* qu'il y ait une évolution stationnaire de la température du sol mais traduit simplement une continuité du flux thermique. Le sol n'est quant à lui (quasiment) jamais en équilibre thermique puisqu'il subit un forçage variable : le cycle diurne. L'évolution de la température de surface du sol est gouvernée par le flux absorbé par le sol :

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = C_T G = C_T(R_N - H - LE) \tag{1.15}$$

où C_T est la capacité thermique du sol et T_s sa température de surface.

4.4 Flux de surface

On note F_s le flux solaire. $R_{SW}^{\downarrow}$ se résume au flux solaire et $R_{SW}^{\uparrow}$ lui est proportionnel via un coefficient d'albédo α. $R_{LW}^{\uparrow}$ est généralement modélisé à l'aide de la loi de Stefan : $R_{LW}^{\uparrow} = \varepsilon\sigma T_s^4$ où ε est l'émissivité infrarouge du sol (entre 0 et 1 et dépendant de l'état de surface) et σ est la constante de Stefan-Boltzmann. $R_{LW}^{\downarrow}$ est en revanche issu de l'intégration sur toute la couche atmosphérique des émissions infrarouges des molécules d'air et des nuages.
Ainsi, R_N s'écrit :

$$R_N = F_s(1-\alpha) - \varepsilon\sigma T_s^4 + R_{LW}^{\downarrow} \tag{1.16}$$

Le flux de chaleur sensible H est généralement écrit sous la forme :

$$H = \rho c_p C V(T_s - T_a) \tag{1.17}$$

où C représente un coefficient de trainée, V est la vitesse du vent juste au dessus du sol, et T_a la température de l'air juste au dessus du sol.
Enfin, LE est le produit de la chaleur latente de vaporisation de l'eau (L) et du taux d'évaporation $E = \rho C V(q_{sat}(T_s) - q_a)$ où q est le taux d'humidité dans les basses couches et q_{sat} le taux d'humidité du sol à saturation. On décompose souvent ce flux en un flux venant du sol, et des flux issus de la végétation. On écrit alors :

$$LE = L\,(E_s + E_{tr} + E_r) \tag{1.18}$$

où E_s et E_r sont le taux d'évaporation à partir du sol et de la végétation respectivement, et E_{tr} est liée à la transpiration de la végétation. Il faut toutefois ajouter les transferts thermiques latents associés aux autres changements de phase lorsqu'ils ont lieu : sublimation de la neige ou de la glace, par exemple.

Du point de vue de la CLA, les transferts avec le sol se font essentiellement au travers du flux H. Le flux infrarouge joue quant à lui un effet important lorsqu'il y a une couverture nuageuse, ce qui n'est pas le cas de figure dans la présente étude. Dans la CLA, on considère que H est la condition aux limites des flux turbulents. On a alors :

$$\overline{w'\theta'}|_0 = \frac{H}{\rho c_p T_a/\theta_a} \approx \frac{H}{\rho c_p} \tag{1.19}$$

où $\overline{w'\theta'}|_0$ représente la valeur du flux de chaleur turbulent en surface, et θ_a est la température potentielle de l'air juste au dessus du sol.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu les principales caractéristiques de la dynamique atmosphérique aux moyennes latitudes, sur les régions continentales et sur sol plat.

Nous avons vu que cette dynamique implique une large gamme d'échelles. Dans la suite de cette étude, nous nous intéresserons à certaines spécificités de l'échelle synoptique (systèmes anticycloniques et régimes de temps des moyennes latitudes), mais surtout à la méso et la micro-échelle.

La description classique de l'évolution de la CLA montre un cycle journalier marqué sur sol plat, la Couche Stable Nocturne étant moins bien décrite et modélisée que la Couche Limite Convective de journée.

Nous verrons dans le chapitre suivant que la présence de relief modifie fortement ces caractéristiques et insisterons sur les spécificités liées aux vallées, sur lesquelles nous nous focalisons dans cette étude.

Chapitre 2

Dynamique atmosphérique en zone de montagne

Sommaire

Introduction **23**
1 Modification de l'écoulement synoptique par le relief **24**
1.1 Facteurs influençant les écoulements forcés 24
1.2 Accélération par effet Venturi 24
1.3 Déviation par le relief 25
1.4 Canalisation par le relief 26
2 Système de vents de vallée **27**
2.1 Vents de pentes thermiques 27
2.2 Vents de vallée 27
3 Inversion thermique **29**
3.1 Définition et caractérisation 29
3.2 Evolution journalière d'une inversion de vallée 31
3.3 Mécanismes de formation/destruction 33
Conclusion **34**

Introduction

La présence de montagnes modifie sensiblement la dynamique atmosphérique. Les écoulements atmosphériques associés aux zones de montagne peuvent être de deux types :

1. Des écoulements forcés par le relief, lorsque les vents à grande échelle sont modifiés ou canalisés par le relief complexe.
2. Des systèmes de vents propres aux montagnes, générés localement par les contrastes thermiques qui se créent à l'intérieur des zones montagneuses ou

entre les zones de montagnes et les plaines. Ces vents sont généralement appelés vents thermiques.

Dans la réalité, ces deux types d'écoulements sont toujours combinés dans une certaine mesure. Ce chapitre décrit les caractéristiques de ces deux types d'écoulement.

1 Modification de l'écoulement synoptique par le relief

1.1 Facteurs influençant les écoulements forcés

Lorsque le vent synoptique s'approche d'une région montagneuse, il peut être forcé à passer *au dessus* des montagnes ou *autour*. Il peut être canalisé dans des vallées, des talwegs orographiques ou à travers des cols. Il peut également rester bloqué par le relief. Ce comportement dépend en fait de 3 facteurs (cf [Whiteman, 2000]) :

1. La stabilité de la masse d'air.
2. La vitesse de la masse d'air.
3. Les caractéristiques topographiques de la zone de montagne.

On caractérise alors le comportement à l'aide d'un nombre adimensionnel prenant en compte ces 3 facteurs. En général, on utilise un nombre de Froude ([Poulos *et al.*, 2000], [Poulos *et al.*, 2007]) défini par :

$$Fr = \frac{U}{NH} \tag{2.1}$$

où U est la composante de la vitesse perpendiculaire à la chaine de montagne, N la fréquence de Brunt-Vaisala, et H la hauteur moyenne de la chaine de montagne considérée.

1.2 Accélération par effet Venturi

Un écoulement stationnaire de fluide incompressible suit le théorème de Bernoulli, dont la principale application pratique est l'effet Venturi : Lorsqu'un écoulement subit un rétrecissement de la section de passage qui s'offre à lui, celui-ci accélère et voit sa pression diminuer au niveau de la constriction. Dans l'atmosphère, le théorème de Bernoulli s'applique mal car l'air est compressible et l'écoulement est instationnaire. Néanmoins, dans certaines conditions (notamment à petite échelle), il explique certaines variations du champ de vent et de pression ([Malardel, 2005]) :

Lorsque l'écoulement est canalisé à travers un col, le rétrécissement de la section de passage induit par exemple une accélération (cf figure 2.1). Cette accélération est toutefois modifiée par la différence de pression entre la zone amont et la zone aval, pouvant être amplifiée ou atténuée (allant même parfois jusqu'à un phénomène de blocage de la masse d'air d'un côté du col), cf [Whiteman, 2000].

De même, lorsque l'écoulement passe au dessus des montagnes, il subit en général une accélération au niveau des crêtes. La forme de la montagne joue cependant un rôle important et modifie l'accélération (qui est maximale pour des pentes faibles

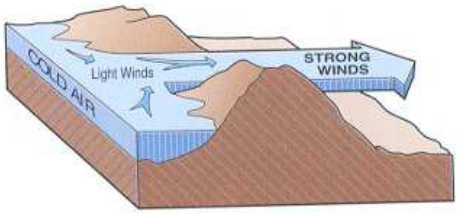


FIG. 2.1 – Canalisation de l'écoulement à travers un col. Illustration de l'effet Venturi (extrait de [Whiteman, 2000].

et une forme triangulaire). Elle induit parfois des recirculations lorsque le relief est brusquement variable ([Whiteman, 2000]).

Enfin, par conditions stables, l'écoulement contournant une montagne isolée est accéléré sur les bords (là où l'écoulement est tangent au relief, cf [Justus, 1985]).

L'orientation de la vitesse du vent par rapport à la chaîne de montagne influe par ailleurs sur l'accélération induite (maximale lorsque l'écoulement est perpendiculaire à la chaine ou que la chaine est orientée de façon concave par rapport à l'écoulement, cf [Justus, 1985]).

1.3 Déviation par le relief

Plus la stabilité est importante, plus l'écoulement a tendance à ne pas s'élever mais au contraire à contourner les obstacles ou à être canalisé.
Toutefois, l'écoulement réel ne suit pas nécessairement soit l'un soit l'autre de ces comportements (élévation *ou* contournement) : Une masse d'air peut être divisée en deux, la partie supérieure s'écoulant au dessus de la montagne, l'autre partie la contournant ([Etling, 1989]). Toute la gamme de comportements intermédiaires est donc possible (élévation *et* contournement).

1.3.1 Elevation de la masse d'air

Si la chaîne de montagne est longue, que la composante du vent perpendiculaire à la direction de cette chaîne est forte, que la masse d'air est instable, neutre ou faiblement stable ($Fr \gtrsim 1$), *l'écoulement a tendance à passer au dessus des montagnes.* Deux types de phénomènes peuvent alors générés :

1. Des *ondes orographiques*. Elles peuvent elles-mêmes être de deux types : soit se propager verticalement et être présentes en haute altitude au dessus de la montagne (ondes internes de type *mountain waves*) ; soit rester confinées à une certaine altitude et être présentes sur de longues distances en aval de la montagne (ondes internes de type *trapped lee-waves*).
2. Des vents de pentes (qui peuvent jouer un rôle important dans la climatologie des régions à forts reliefs). Ils peuvent être de deux types :

(a) Associés à un apport d'air froid. C'est notamment le cas du Bora dans les régions adriatiques (Slovénie, Croatie) ([Grisogono et Belušić, 2009]).

(b) Associés à un apport d'air chaud et sec. On les appelle alors *Foehn*. C'est par exemple le cas du Chinook ([Garriott, 1892]) sur les flancs Est des Montagnes Rocheuses ou du Santa Ana en Californie ([Raphael, 2003]).

1.3.2 Contournement de la chaine de montagne

Si la chaine de montagne est haute, étroite ou orientée parallèlement à l'écoulement, que le vent est faible ou que l'air est très stable ($Fr \ll 1$), *l'écoulement a en revanche tendance à contourner les montagnes.*
Dans l'hémisphère Nord, le contournement a alors tendance à s'effectuer par la gauche.

1.4 Canalisation par le relief

Les vallées et bassins profonds peuvent parfois être protégés du vent. Dans de nombreux cas, en revanche, les talwegs orographiques, vallées ou cols sont souvent soumis à de forts vents.

Souvent, ces vents canalisés sont engendrés par des différences de pression, soit d'échelle synoptique (associées à des systèmes anticycloniques et dépressionnaires), soit résultant de différence de température de part et d'autre du relief. L'écoulement s'oriente alors des hautes pressions vers les basses pressions ou dans la direction s'en approchant le plus lorsque le relief fait partiellement obstacle ([Whiteman et Doran, 1993]).

Un autre mécanisme dit de *canalisation forcée* contraint l'écoulement dans une vallée à suivre l'axe de celle-ci (cf figure 2.2). Cet écoulement forcé implique un transfert de quantité de mouvement vertical, des régions hautes en altitude (au dessus du relief, où le vent synoptique n'est pas modifié par celui-ci) vers les régions plus basses dans lesquelles l'écoulement est canalisé ([Whiteman et Doran, 1993]).

FIG. 2.2 – Schématisation du phénomène de canalisation forcée de l'écoulement (extrait de [Whiteman, 2000]).

Le Mistral et la Tramontane sont des exemples de vents canalisés, respectivement dans la vallée du Rhône et entre le Massif Central et les Pyrénées. En Europe, beaucoup d'autres vents sont similaires ([Wanner et Furger, 1990]). Certains d'entre

eux sont également de type Foehn. La majorité sont aussi partiellement catabatiques, ie alimentés par des effets locaux (cf section 2).

2 Système de vents de vallée

Dans les zones de montagnes où le relief est complexe, le comportement de la CLA diffère de celui décrit dans le chapitre 1 car l'inclinaison du sol modifie sensiblement la dynamique qui adopte alors une structure spécifique à ces régions.

2.1 Vents de pentes thermiques

Au contraire des vents de type Foehn ou Bora (qui sont d'origines synoptiques), nous parlerons de vents de pentes *thermiques* pour parler des vents générés localement sur les pentes. Une revue des principaux modèles de vents de pentes est donnée par exemple par [Serafin, 2006]. Ces vents de pentes sont de deux types :

1. Les vents *anabatiques*. Ils sont produits la journée, lorsque le sol est chauffé. L'air près du sol devenant moins dense va se mettre à s'élever. La différence de pression engendrée par la différence de température entre les couches les plus près des pentes et les couches d'air plus éloignées va ensuite plaquer l'écoulement ascendant contre les pentes. Les anabatiques sont ainsi des vents remontant les pentes, en journée.
2. Les vents *catabatiques*. Ils constituent le phénomène inverse. La nuit, comme la capacité thermique du sol et son émissivité infrarouge sont plus grandes que celles de l'air, le sol va se refroidir plus rapidement que l'air. De ce fait, il va refroidir les couches d'air proches du sol par diffusion thermique, et celles-ci devenant plus denses, vont s'écouler vers le bas, parallèlement à la pente. Contrairement aux vents anabatiques, pour les vents catabatiques, le gradient horizontal de pression n'est pas nécessairement un élément moteur (celà dépend de la configuration de la pente) et peut même être négligeable ([Mahrt, 1982]).

Les chapitres 4 et 5 du présent rapport se focalisent sur les vents catabatiques.

2.2 Vents de vallée

A l'échelle d'une vallée, ces vents thermiques engendrent une circulation spécifique, comme le montre la figure 2.3 ([Defant, 1949], [Defant, 1951]).

1. En milieu de matinée (fig 2.3B), les vents anabatiques se forment sur les pentes de part et d'autre de la vallée. Par continuité, ils bouclent sur eux mêmes et engendre une subsidence au dessus du centre de la vallée (formant une cellule convective à l'échelle de la vallée).
2. Si le fond de vallée est incliné (ou de manière équivalente, si la vallée est ouverte sur une plaine d'un côté), un gradient de pression se crée entre la partie haute et la partie basse de la vallée (ou entre la vallée et la plaine), et une circulation dans l'axe de la vallée apparaît approximativement en milieu de journée (cf

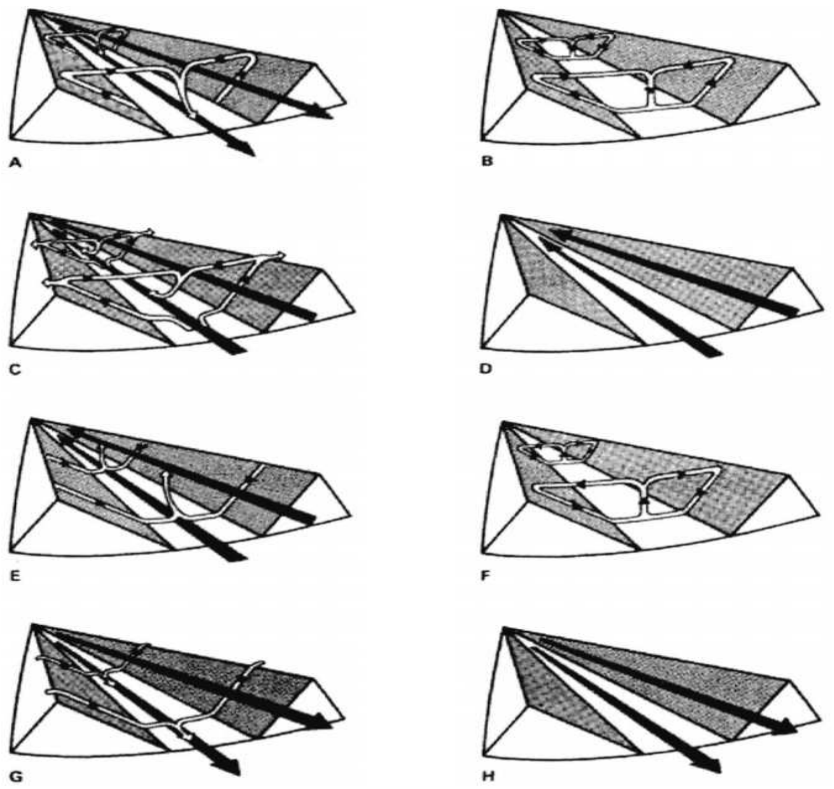


FIG. 2.3 – Cycle journalier du système de vents de vallées. A : Lever du soleil, B : Milieu de matinée, C : Midi et début d'après-midi, D : Fin d'après-midi, E : Soirée, F : Début de la nuit, G : Milieu de la nuit, et H : Fin de la nuit. Figure extraite et adaptée de [Defant, 1949] et [Defant, 1951].

fig 2.3C), orientée du bas vers le haut (ou de la plaine vers la vallée). Cette circulation s'enrichit des flux de masses induits par les vents anabatiques. Le vent longitudinal alors crée est généralement nommé *vent de vallée montant*.

3. En fin d'après-midi ou plus précisément lorsque les pentes cessent d'être chauffées, les vents anabatiques disparaissent. Le vent de vallée persiste en raison de sa plus grande inertie (cf fig 2.3D).
4. Avec le refroidissement nocturne des pentes, des vents catabatiques prennent naissance le long des pentes et donnent lieu à une légère ascendance au centre de la vallée. En début de soirée, le vent de vallée montant est toujours présent (fig 2.3E), puis il cesse (fig 2.3F) et s'inverse plus tard dans la nuit (fig 2.3G), lorsque le refroidissement du fond de vallée donne lieu à un gradient de pression entre haut et bas de la vallée (ou entre vallée et plaine). On a alors un *vent de vallée descendant*. Ce vent de vallée s'enrichit des flux de masses induits par les vents catabatiques.
5. Suivant les configurations, les vents catabatiques persistent toute la nuit, de

même que le vent de vallée descendant, ou s'arrêtent avant la fin de la nuit (cf fig 2.3H), généralement à cause de la mise en place d'une inversion thermique de fond (cf section suivante pour plus de détails).

6. Au petit matin, lorsque le Soleil se lève, les vents anabatiques prennent de nouveau naissance et le vent de vallée descendant, ayant une inertie plus forte, persiste encore quelques heures (cf fig 2.3A) avant de s'arrêter puis s'inverser plus tard dans la journée.

Dans toute cette étude, nous parlerons de *système de vents de vallée* pour qualifier cette organisation dynamique. Nous ferons alors référence à une circulation localement générée par effet thermique, et non à des effets de canalisation du vent synoptique dans la vallée (type Foehn).

De plus amples considérations seront données dans les chapitres 7 et 8 qui traitent des systèmes de vents de vallées.

3 Inversion thermique

3.1 Définition et caractérisation

3.1.1 Définition d'une inversion

On parlera d'inversion thermique pour qualifier une zone de l'atmosphère dans laquelle le gradient de *température absolue* est positif : $\partial_z T > 0$ ([Delmas *et al.*, 2005], [Whiteman, 2000], [Heimann, 2007])[1]. Par définition de la température potentielle, on a alors :

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{T}{\theta}\frac{\partial \theta}{\partial z} - |\gamma_{adiab}| \tag{2.2}$$

Comme $\frac{T}{\theta} \approx 1$ dans la CLA, cette relation peut s'approcher par :

$$\frac{\partial T}{\partial z} \approx \frac{\partial \theta}{\partial z} - |\gamma_{adiab}| \tag{2.3}$$

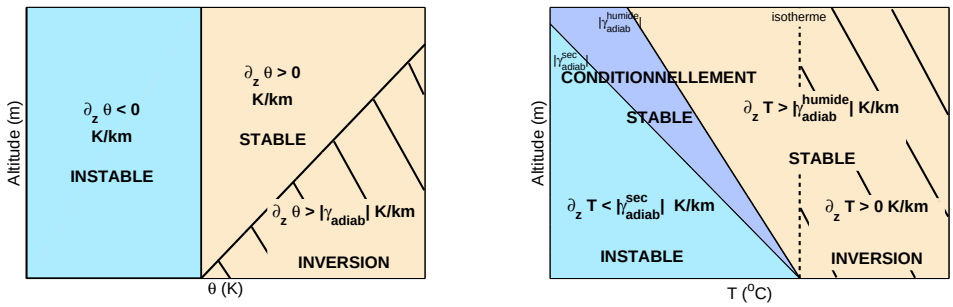
où $|\gamma_{adiab}| = 6.5^o C/km$. Ainsi, une couche d'inversion sera donc une couche *très stable*, plus exactement telle que : $\partial_z \theta > |\gamma_{adiab}|$.

La figure 2.4 montre les régimes de stabilité, d'instabilité et d'inversion en fonction de la valeur du gradient de température potentielle ou absolue.

3.1.2 Types d'inversions

On distingue plusieurs types d'inversions (par ex. [Kerbiriou, 2004]) qui ne se réfèrent pas aux mêmes phénomènes physiques :

[1] Le terme d'*inversion* fait alors référence à une situation dans laquelle la température croît avec l'altitude, ie à une situation thermique "inverse" de la situation thermique "normale" puisque dans la troposphère, la température moyenne décroît avec l'altitude.



(a) (b)

FIG. 2.4 – a) Représentation schématique des régimes de stabilité, d'instabilité et d'inversion en fonction du profil vertical de température potentielle. b) Idem (a) en température *absolue*. Dans le régime *conditionnellement stable*, la stabilité dépend du taux d'humidité. Adapté de [Whiteman, 2000].

- Les *inversions de basses couches* qui caractérisent la sous-couche stable de la couche limite nocturne, engendrées par refroidissement radiatif du sol ([Garratt, 1994]).
- Les *inversions d'altitude* qui caractérisent souvent l'interface CLA/TL dans laquelle la stabilité est forte, généralement engendrées par entrainement ou par épaississement de la couche convective ([Stull, 1988]).
- Les *inversions grande échelle* qui correspondent souvent à l'advection d'une masse d'air chaud sur une masse d'air froid, et sont associées à la circulation synoptique (par ex. [Whiteman *et al.*, 1999c]).

Dans le cas particulier des vallées, on nomme *inversions de fond* les inversions de basses couches. L'air est alors très froid en fond de vallée et chaud au dessus. On nomme *inversions de sommet* les inversions d'altitude particulières qui se situent approximativement à l'altitude des sommets de la vallée. Elles peuvent par exemple être engendrées par échauffement radiatif des sommets. C'est à ces deux types d'inversions que nous nous interesserons dans la présente étude.

3.1.3 Définitions alternatives

Dans la littérature, on trouve néanmoins d'autres définitions d'une couche d'inversion :

1. Certains auteurs généralisent la définition précédente à **toute couche dans laquelle** $\partial_z \theta > 0$, assimilant ainsi la notion d'inversion à celle de stabilité statique. Cette définition pose néanmoins problème lorsque toute la troposphère est stable (fréquent en période nocturne et hivernale).
2. D'autres entendent par couche d'inversion une couche particulièrement stable de l'atmosphère, ie dans laquelle $\partial_z \theta > C$ où C correspond à un certain seuil. On peut alors fixer ce seuil à la valeur du gradient de température

potentielle de la Troposphère Libre (définition d'une *capping inversion* selon [Deardorff, 1979]). On peut également le fixer par rapport à la stabilité des couches voisines, et la couche d'inversion caractérise alors **une zone plus stable que le reste de la troposphère**. Cette définition est bien adaptée aux inversions d'altitude.

3. On peut également définir une couche d'inversion par rapport aux points d'inflexion du profil de θ, et donc par rapport aux extrema de sa dérivée seconde ([Anquetin *et al.*, 1998]). La base de l'inversion correspond ainsi à un maximum de $\frac{\partial^2\theta}{\partial_z^2}$ et son sommet à un minimum de $\frac{\partial^2\theta}{\partial_z^2}$. Cette définition est en fait équivalente à la précédente. Elle est donc également bien adaptée aux inversions d'altitude ou de sommets.
4. Enfin, on peut parler d'inversion pour caractériser **la couche stable directement affectée par le refroidissement thermique local** ([Yamada, 1979]). On détermine par conséquent son sommet comme l'altitude à partir de laquelle les flux de chaleur $\overline{w'\theta'}$ deviennent négligeables ou nuls ([Guilbaud, 1996]). Cette définition s'avère bien adaptée aux inversions de basses couches ou de fond de vallée.

D'une manière générale, toutes ces définitions correspondent à une couche *particulièrement stable* de l'atmosphère.
Pour les situations de la présente étude, les définitions 2, 3 et 4 sont équivalentes et correspondent également à celle de [Delmas *et al.*, 2005] (ie $\partial_z T > 0$).

3.1.4 Critère de caractérisation d'une couche d'inversion

Dans la suite, pour caractériser une couche d'inversion, nous utiliserons donc de manière équivalente les 3 critères :

1. $\dfrac{\partial T}{\partial z} > 0$
2. $\dfrac{\partial \theta}{\partial z} > |\gamma_{adiab}|$
3. $N_0 > N_{0adiab} = \sqrt{\dfrac{g}{\theta_0}|\gamma_{adiab}|}$

3.2 Evolution journalière d'une inversion de vallée

La figure 2.5 illustre schématiquement l'évolution de l'inversion de fond de vallée au cours d'un cycle journalier. Cette évolution journalière correspond à l'évolution typique en été (ou aux autres saisons lorsque le rayonnement solaire est suffisamment intense).

De même que sur sol plat, le refroidissement nocturne est à l'origine de la création d'une couche stable dans les basses couches. Dans une vallée, cette couche stable est néanmoins intensifiée (en stabilité et en épaisseur) par les vents catabatiques

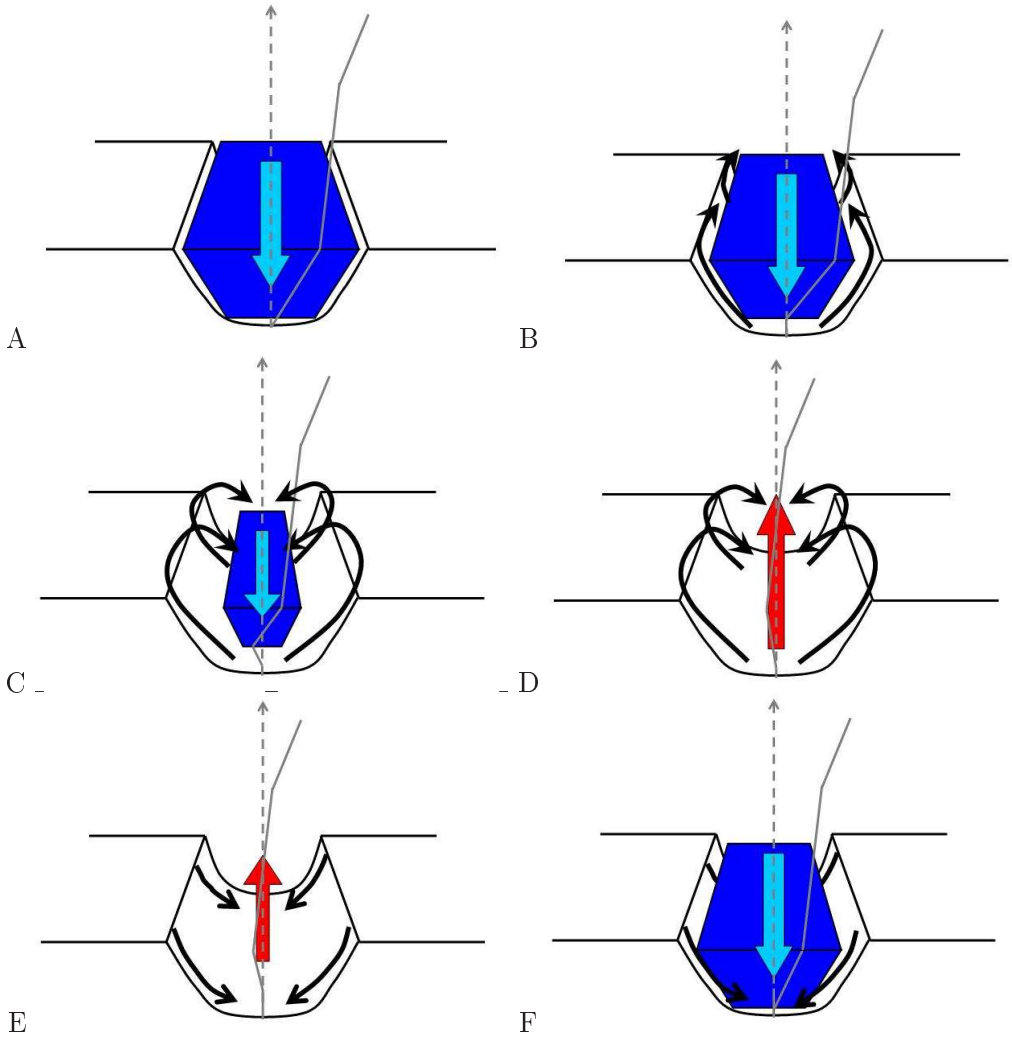


FIG. 2.5 – Schéma du cycle journalier de l'inversion de basses couches et du système de vents de vallées. A : Lever du soleil, B : Milieu de matinée, C : Midi et début d'après-midi, D : Fin d'après-midi, E : Soirée, F : Milieu de la nuit. La zone bleue représente la couche d'inversion. Les flèches bleues et rouges représentent un vent de vallée dans l'axe longitudinal (respectivement montant et descendant). Les flèches noires illustrent les vents de pentes thermiques (anabatiques ou catabatiques). Le profil vertical schématique de θ est superposé en gris. Adaptée de [Kerbiriou, 2004] et [Chemel, 2005].

nocturnes qui apportent de l'air froid en fond de vallée (cf fig 2.5A et 2.5F). Cette couche stable contient également un vent de vallée descendant ([Whiteman, 1982], [Whiteman et McKee, 1982]), illustré par la flèche bleue sur la figure 2.5.

Avec le lever du Soleil, les vents anabatiques apparaissent. En été, ils détruisent progressivement la couche d'inversion (cf fig 2.5B, 2.5C, 2.5D) à mesure que la journée avance. Une couche convective prend alors naissance autour d'un noyau de

couche d'inversion résiduelle, qui finit par disparaître au cours de la journée (cf fig 2.5D). Les vents anabatiques contribuent à cette destruction, ce qui est encore une spécificité de la dynamique des vallées.

La journée, le noyau de couche d'inversion résiduelle est le lieu d'un vent de vallée descendant, qui persiste autant que la couche d'inversion. La couche convective est quant à elle le lieu d'un vent de vallée montant, illustré par la flèche rouge sur la figure 2.5.

L'étude de l'évolution des inversions de vallée fait l'objet du chapitre 9. De plus amples détails seront alors donnés sur l'évolution journalière de leur structure. Nous verrons notamment qu'en période hivernale, l'évolution de l'inversion peut être modifiée et que cette inversion peut ne pas être détruite au cours de la journée.

3.3 Mécanismes de formation/destruction

3.3.1 Mécanismes de destruction

Selon [Whiteman, 1982] et [Whiteman et McKee, 1982], il existe trois types de destruction des couches d'inversion. La figure 2.6 illustre schématiquement ces types de destruction.

1. Dans la destruction de type I, l'inversion est détruite par le bas, par entrainement progressif de la couche convective. Ce mécanisme est analogue à ce qui se passe sur sol plat.
2. Dans la destruction de type II, l'inversion est détruite par son sommet, à partir d'air provenant des plateaux avoisinants, ou de la subsidence engendrée par les vents anabatiques. Ce mécanisme est alors typique des vallées étroites et encaissées.
3. Dans la destruction de type III, l'inversion est détruite à la fois par sa base et son sommet (combinaison des deux autres types). Les vents anabatiques jouent alors un rôle important. Ce mécanisme est le plus usuel dans les vallées.

Des mécanismes d'interactions complexes avec des vents locaux spécifiques d'un site peuvent également jouer un rôle (cf chapitre 9 de ce présent rapport ou [De Franceschi, 2004]).

3.3.2 Mécanismes de formation

Les mécanismes de formation des inversions dans les vallées ont fait l'objet de moins d'étude que les mécanismes de destruction. On sait toutefois que les inversions de vallée se forment sous l'action conjointe ([Whiteman, 1986], [Kondo *et al.*, 1989]) :

1. Du refroidissement radiatif du sol, qui engendre alors un refroidissement des basses couches de l'atmosphère.
2. De drainage d'air froid par les vents catabatiques.

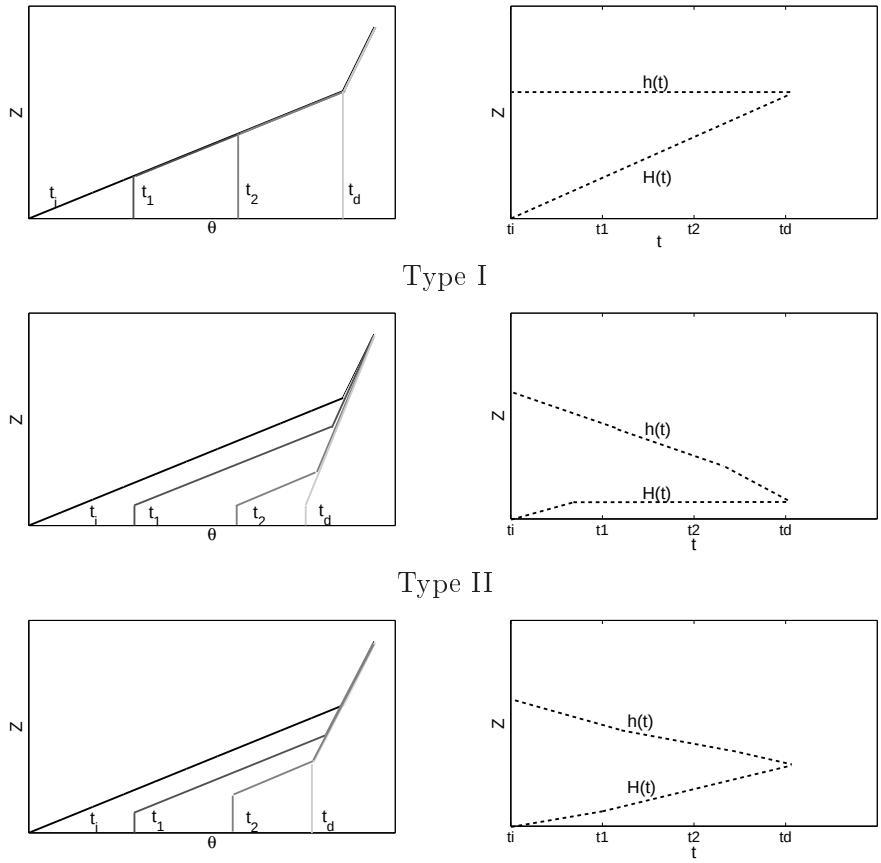


FIG. 2.6 – Schématisation des 3 types de destruction d'inversion. Type I : Destruction par le bas. Type II : Destruction par subsidence du sommet. Type III : Destruction combinée. Gauche : profil vertical de θ à différents instants (t_i début, t_D : fin). Droite : Evolution temporelle de l'altitude de la base H et du sommet h de l'inversion. Adapté de [Whiteman, 1982].

Conclusion

Ainsi, l'impact du relief sur les écoulements atmosphériques peut être fort et induit différents types de comportements spécifiques.

Lorsque l'écoulement synoptique rencontre une chaîne de montagne, suivant son inertie et la stabilité atmosphérique, la masse d'air peut s'élever et passer au dessus du massif, donnant lieu à des ondes de relief, voire parfois à des vents de pentes (souvent intenses) qui peuvent être chaud et sec (type Foehn) ou froid (type Bora). L'écoulement peut aussi contourner le massif, ou être canalisé par le relief, notamment dans les vallées ou à travers les cols. Dans la présente étude, nous analyserons certains écoulements canalisés par les vallées (cf chapitre 7).

Dans les régions à reliefs marqués, l'écoulement peut aussi être généré localement

par effet thermique, soit en raison du chauffage ou du refroidissement du sol (vents anabatiques et catabatiques), soit sous l'effet des gradients de pression engendrés par les gradients thermiques (vents de vallées, circulation plaine/montagne,...). Dans la présente étude, nous étudierons les particularités et la dynamique de ces deux catégories d'écoulements (cf chapitres 4, 5, 7, 8).

Enfin, les inversions thermiques de fond sont une spécificité des vallées. Elles sont analogues à la sous-couche stable nocturne qui se crée sur sol plat, mais l'influence des vents locaux sur leur structure et leur évolution est souvent dominante. Le chapitre 9 de ce rapport s'intéressera à ces phénomènes.

Chapitre 3

Modélisation numérique de l'atmosphère

Sommaire

Introduction **37**

1 Les modèles atmosphériques **38**

1.1 Modélisation LES 38

1.2 Modélisation Méso-échelle 39

1.3 Codes de calculs classiques 40

2 Les codes ARPS et MesoNH **41**

2.1 Modèles atmosphériques 41

2.2 Modèles de turbulence 43

2.3 Modèles de rayonnement 44

3 Les modèles de sol de ARPS et SURFEX **44**

3.1 Modèle de sol de ARPS 44

3.2 Modèle de sol SURFEX 45

Conclusion **46**

Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons d'abord rapidement les différentes techniques de modélisation numérique de l'atmosphère. Puis, nous exposerons les caractéristiques principales des 2 codes de calculs retenus pour la présente étude. Le premier est le code ARPS (de l'Université d'Oklahoma), le second est le code MesoNH (de Météo-France et du Laboratoire d'Aérologie). Nous présenterons enfin les modèles de sols utilisés dans ces 2 codes.

1 Les modèles atmosphériques

1.1 Modélisation LES

En dynamique des fluides, lorsque les nombres de Reynolds sont grands (ce qui est presque toujours le cas lorsqu'on s'intéresse à des situations réalistes), la Simulation Numérique Directe (DNS) des équations de Navier-Stokes est numériquement impossible en raison de son coût de calcul extrême. Deux méthodes[1] ont alors été imaginées pour réduire les coûts de calculs tout en conservant un degré de description de l'écoulement satisfaisant (par ex [Gatski *et al.*, 1996]) : Les méthodes *LES* (Large-Eddy Simulation) et *RANS* (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) (cf [Launder et Spalding, 1974]). Dans la présente étude, nous utiliserons des modèles ayant une formulation de type LES.

Dans la méthode LES ([Smagorinsky, 1963]), l'idée est de dire que, puisque les structures énergétiques qui gouvernent l'écoulement sont de grande échelle, la description de ces grandes échelles est suffisante pour décrire l'état de cet écoulement. Néanmoins, dans un écoulement de fluide, la structure des grandes échelles est fortement conditionnée par le comportement des petites échelles (auxquelles s'effectue notamment la dissipation visqueuse régulant fondamentalement la turbulence). Il est donc nécessaire de modéliser l'influence des petites échelles sur les grandes échelles : on parle de *paramétrisation* des petites échelles.

La méthode applique un opérateur de filtrage aux équations de Navier-Stokes. Elle décompose ainsi les échelles du mouvement selon l'équation 1.8, en déterminant une *longueur d'onde de coupure* dite aussi *échelle de filtrage* en dessous de laquelle l'écoulement sera modélisé et au dessus de laquelle il sera explicitement résolu. Le processus de filtrage fait apparaître un *tenseur sous-maille*, qui se résume (si l'opérateur est idempotent) à $\overline{u_i' u_j'}$ dans l'équation de quantité de mouvement, et $\overline{u_i' \theta'}$ dans l'équation de la chaleur. L'approche classiquement utilisée en météorologie ([Garratt, 1994]) consiste à exprimer ces flux turbulents à l'aide des quantités résolues au travers d'un *modèle sous-maille* (rigoureusement un *modèle sous-filtre*) et se base généralement sur le modèle de Boussinesq (dit aussi schéma de fermeture d'ordre 1) :

$$\overline{u_i' u_j'} = -\nu_t \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \tag{3.1}$$

et

$$\overline{u_i' \theta'} = -\kappa_t \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_i} \tag{3.2}$$

Les quantités ν_t et κ_t représentent respectivement la *viscosité turbulente* et la *diffusivité turbulente*. Ces coefficients sont dépendants de l'écoulement et de sa configuration et ne sont pas intrinsèquement liées au fluide (contrairement à leurs analogues moléculaires).

[1] En fait, de nombreuses méthodes dérivées sont issues de ces deux méthodes fondamentales.

Dans la pratique algorithmique, la méthode LES est généralement associée à une discrétisation des opérateurs de dérivées partielles dans les équations de Navier-Stokes, de type *différences finies*. On réalise alors un *maillage* du volume contenant le fluide en écoulement, et chaque maille est numériquement associée à un (ou plusieurs) point(s) sur le(s)quel(s) les variables sont évaluées par résolution des équations discrétisées. En pratique, l'échelle de filtrage LES est la taille de la maille.

1.2 Modélisation Méso-échelle

Lorsqu'on souhaite modéliser l'atmosphère, il convient de sélectionner une taille de maille adaptée à la circulation que l'on souhaite analyser (pour des raisons numériques et physiques évidentes : il faut pouvoir capter les échelles caractéristiques des phénomènes tout en ayant un nombre de mailles suffisamment faible pour que le calcul soit numériquement réalisable).

On parle alors de *modèle Méso-échelle* pour qualifier un modèle capable de rendre compte de la circulation à l'échelle correspondante. Les mailles du modèle ont ainsi une extension horizontale de l'ordre de la dizaine de kilomètres.

A cette échelle, les "fluctuations" autour de la valeur résolue prescrite sur une maille sont considérables et induites par une très grande variété de phénomènes, dont certains sont valables pour tous les écoulements de fluides (ex : turbulence), et d'autres sont complètement spécifiques à l'atmosphère (ex : mécanisme de convection profonde). L'effet de tous ces phénomènes doit alors être paramétrisé au sein du modèle sous-maille si l'on souhaite que le modèle rende correctement compte de la circulation atmosphérique réelle. Cela constitue alors la spécificité des modèles *Méso-échelle* (par ex. [Cuxart *et al.*, 2000]).

Avec l'augmentation des puissances de calcul numérique, il est devenu possible de réduire de plus en plus la taille des mailles dans les modèles Méso-échelle, jusqu'à des échelles de l'ordre de la centaine de mètres (micro-échelle). A ces échelles, certaines spécificités atmosphériques (ex : convection) sont alors résolues explicitement par le code et les schémas de paramétrisation correspondant ne sont plus utiles. La modélisation atmosphérique est alors qualifiée de *modélisation LES* (cf figure 3.1 extraite de [Stevens et Lenschow, 2001]). La différence entre les deux modélisations réside souvent uniquement dans les spécificités du modèle sous-maille.

Dans un cadre d'étude de l'atmosphère, cependant, les codes dits *Méso-échelle* désignent en général un système de modélisation complet, considérablement plus vaste qu'un simple modèle de dynamique des fluides. Ils intègrent notamment :

1. Un modèle de physique du sol (parfois indépendant du reste du code) permettant de rendre compte de l'interaction sol-atmosphère, fondamentale dans la dynamique atmosphérique.
2. Un modèle de rayonnement prenant en compte l'évolution spatiale et temporelle du rayonnement solaire, ainsi que les émissions infrarouges des différentes composantes du système.
3. Un modèle de microphysique permettant de rendre compte des changements

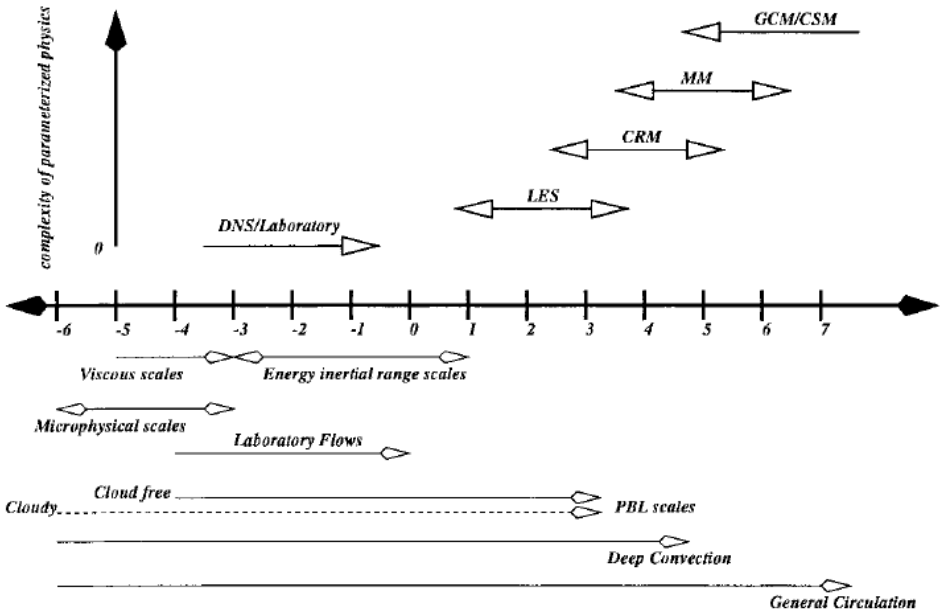


FIG. 3.1 – Illustration des échelles spatiales couvertes par différents phénomènes atmosphériques (sous l'axe) et des types de modèles numériques permettant de les simuler (au dessus de l'axe). L'axe des abscisses représente le logarithme de l'ordre de grandeur de l'échelle spatiale des phénomènes (ie l'exposant x de la dimension spatiale 10^x m). Acronymes : GCM/CSM : General Circulation/Climate System Model. MM : Mesoscale Model, CRM : Cloud-Resolving Model. Extrait de [Stevens et Lenschow, 2001].

de phase de l'eau et des processus spécifiques de formation et d'évolution des nuages et de leurs différents constituants (eau liquide, neige, glace, grêle, ...).

4. Des modèles de turbulence (souvent plusieurs, avec plusieurs niveaux de complexité) permettant la résolution des processus de la CLA.
5. Un modèle de physique élémentaire des océans, des lacs et des rivières.
6. Parfois des modules décrivant l'évolution de la chimie atmosphérique ; de la canopée et de la biosphère ; de la thermodynamique des villes, etc...

1.3 Codes de calculs classiques

Parmi les codes de calculs atmosphériques contemporains les plus utilisés et maintenus par la communauté scientifique, on citera notamment les codes :

1. **ARPS** (Advanced Regional Prediction System) de l'Université d'Oklahoma.
2. **MesoNH** (Mesoscale Non Hydrostatic model) de Météo-France et du Laboratoire d'Aérologie.

3. WRF (Weather Research and Forecasting) du National Center for Atmospheric Research (NCAR).
4. MM5 (Mesoscale Model 5) de l'Université de Pennsylvanie et du NCAR.
5. RAMS (Regional Atmospheric Modeling System) de l'Université du Colorado.

Tous ces codes de calculs ont des spécificités similaires. Ils utilisent un maillage en points de grilles de type Arakawa C (centrées pour les variables scalaires, décentrées pour les variables vectorielles), des schémas de turbulence tridimensionnels, des modèles de microphysiques intégrant plus de 6 espèces microphysiques en phases liquide ou solide, la possibilité d'imbriquer des domaines de simulation afin de raffiner le maillage sur une zone spécifique ([Stein *et al.*, 2000]) avec une interaction de type "two-way nesting" (le domaine père agit sur le domaine fils et réciproquement). Les formulations des équations sont non-hydrostatiques pour tous, mais certains ont une formulation anélastique (MesoNH, MM5, RAMS), alors que d'autres ont une formulation compressible (ARPS, WRF). La majorité utilise des maillages non-cartésiens, de type *terrain-following*, ie dans lesquels la coordonnée verticale est définie par rapport au relief ([Gal-Chen et Somerville, 1975b] et [Gal-Chen et Somerville, 1975a]).

Ils comprennent également souvent des modules opérationnels permettant de coupler le modèle d'étude à des résultats opérationnels, d'imposer un forçage à partir de variables mesurées ou de faire de l'assimilation de données. Ils comprennent aussi parfois des outils de visualisation des résultats et des outils de diagnostic physique (calcul de variables spécifiques non utiles au fonctionnement du code, mais permettant l'interprétation et l'analyse des données).

Dans la présente étude, nous avons retenus les codes ARPS et MesoNH, dans la continuité des travaux de recherche de l'équipe ([Brulfert, 2004], [Kerbiriou, 2004], [Chemel, 2005], [Claeyman, 2004]). Les nombreuses validations de ces codes dans les régions à reliefs complexes (ex : [Moppert, 2006]) en font des outils adaptés à l'étude de la dynamique atmosphérique en vallée.

2 Les codes ARPS et MesoNH

Nous rappelons ici les aspects fondamentaux (pour la présente étude) des codes ARPS (De plus amples détails peuvent être trouvés dans [Xue *et al.*, 1995], [Xue *et al.*, 2000], [Xue *et al.*, 2001], [Xue *et al.*, 2003]) et MesoNH (Pour plus de détails, se reporter à [Bougeault *et al.*, 2008], [Lafore *et al.*, 1998], [Stein *et al.*, 2000], [Noilhan et Planton, 1989], [Cuxart *et al.*, 2000], [Pinty et Jabouille, 1998], [Morcrette, 1991], [Masson, 2000]).

2.1 Modèles atmosphériques

Plusieurs schémas de discrétisation et plusieurs formulations des équations de Navier-Stokes sont disponibles dans ARPS et MesoNH. De même, plusieurs conditions aux limites sont accessibles à l'utilisateur. Pour l'essentiel, elles sont très

similaires dans les deux codes. Le tableau 3.1 résume ces options et celles utilisées dans l'étude figurent en caractère gras.

Nom	**ARPS**	**MesoNH**
Advection vectorielle	Différences finies centrées d'ordre 2 ou **d'ordre 4**	Différences finies centrées d'ordre 2 ou **d'ordre 4**
Advection scalaire	**Différences finies centrées d'ordre 2 ou d'ordre 4** **Schéma décentré type Flux-Corrected Transport (FCT)** Schéma défini positif MPDCD	**Différences finies centrées d'ordre 2 ou d'ordre 4** Schéma centré défini positif d'ordre 2 Schéma décentré défini positif d'ordre 2 **Schéma défini positif monotone PPM**
Intégration temporelle	Schéma implicite ou explicite centré de type "leapfrog"	Schéma explicite centré de type "leapfrog"
Formulation de base	Non-hydrostatique compressible	Non-hydrostatique anélastique
Méthode de résolution des équations compressibles	Technique de découplage modal pour résoudre les modes acoustiques (type "time-splitting")	—
Formulations alternatives	Approximation de Boussinesq **Suppression des effets de Coriolis** Suppression des effets de flottabilité	Approximation de Boussinesq Suppression des effets de Coriolis Formulation anélastique de type Lipps-Hemler Formulation anélastique modifiée Formulation anélastique de type Durran
Conditions aux limites horizontales	a) Mur b) Périodiques c) **Ouvertes (radiatives)** d) Forcées (champs extérieurs ou imbrication de domaine) e) Gradient nul	a) Mur b) Périodique c) **Ouvertes (radiatives)** d) **Forcées (champs extérieurs ou imbrication de domaine)**
Conditions aux limites verticales	**Rigides au toit**, avec possibilité d'ajouter une **couche d'absorption de Rayleigh** **Rigides au sol**	**Rigides au toit**, avec possibilité d'ajouter une **couche d'absorption de Rayleigh** **Rigides au sol**
Système de coordonnées	Type *terrain-following* Système curvilinéaire tridimensionnel Horizontalement orthogonal, verticalement étiré	Type *terrain-following* Système curvilinéaire tridimensionnel Horizontalement orthogonal, verticalement étiré

TAB. 3.1 – Schémas de discrétisation et formulations des équations des codes ARPS et MesoNH. Les différentes options utilisées dans la suite de l'étude figurent en caractère gras.

Notons que ARPS et MesoNH résolvent respectivement 6 et 7 équations de transport supplémentaires pour différentes espèce microphysique (la vapeur d'eau, l'eau nuageuse, l'eau précipitante, la glace, la neige, la grêle, les graupels). Dans

chacun des codes, un modèle de microphysique permet de modéliser les transformations physiques associées. Dans MesoNH, des équations de transport de scalaires supplémentaires peuvent être ajoutées par l'utilisateur (suivi de traceurs Eulériens passifs). Dans cette étude, nous n'utilisons toutefois pas ces aspects (microphysiques et transport de scalaires).

2.2 Modèles de turbulence

2.2.1 Modèles de turbulence de ARPS

ARPS possède une formulation des équations de type LES. Le modèle sous-maille peut alors utiliser 3 schémas de fermeture :

1. Schéma de fermeture de Smagorinsky-Lilly ([Smagorinsky, 1963], [Lilly, 1967])
2. Schéma de fermeture "TKE 1.5" ([Deardorff, 1972], [Deardorff, 1980], [Moeng, 1984])
3. Schéma de fermeture dynamique de type Germano ([Germano *et al.*, 1991])

Nous rappelons ici les éléments principaux du formalisme du schéma "TKE 1.5" ([Deardorff, 1980]), qui sera celui essentiellement utilisé dans les simulations de la présente étude. Le détail des autres schémas peut être trouvé dans la littérature ([Xue *et al.*, 1995], [Lilly, 1967], [Smagorinsky, 1963], [Germano *et al.*, 1991]).

La viscosité turbulente est prescrite par les équations 3.3 et 3.4 respectivement sur la verticale et l'horizontale :

$$\nu_v = C_m E^{\frac{1}{2}} l_v \tag{3.3}$$

$$\nu_h = C_m E^{\frac{1}{2}} l_h \tag{3.4}$$

où E représente l'énergie cinétique turbulente et est calculée en résolvant une équation pronostique supplémentaire. C_m est un coefficient constant, l_h et l_v sont respectivement donnés par 3.5 et 3.6 (dans le cas stable avec une grille à large rapport d'aspect).

$$l_h = (\Delta x.\Delta y)^{1/2} \tag{3.5}$$

$$l_v = min\,(\Delta z, l_s) \tag{3.6}$$

$$l_s = C_s E^{\frac{1}{2}} \left| \frac{g}{\Theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} \right|^{-1/2} \tag{3.7}$$

Puis, un nombre de Prandtl turbulent local est calculé par la formule

$$Pr = max \left(\frac{1}{3}, \frac{1}{2 + \frac{2l_v}{\Delta z}} \right) \tag{3.8}$$

Enfin, les diffusivités *thermiques* turbulentes verticale et horizontale sont déduites par :

$$\kappa_v = \frac{\nu_v}{Pr} \tag{3.9}$$

$$\kappa_h = \frac{\nu_h}{Pr} \tag{3.10}$$

2.2.2 Modèles de turbulence de MesoNH

MesoNH permet deux modes de description de la turbulence :

1. Un mode dit Méso-échelle (résolution horizontale $\delta x \gtrsim 2$km) dans lequel la formulation est monodimensionnelle (les flux turbulents horizontaux sont négligés par rapport aux flux turbulents verticaux).
2. Un mode dit LES (résolution horizontale $\delta x \lesssim 2$km) dans lequel la formulation est totalement tridimensionnelle.

Les schémas de turbulence disponibles dans MesoNH sont des schémas de fermeture d'ordre 1.5 avec une équation pronostique pour l'énergie cinétique turbulente. Ils sont donc analogues au schéma TKE 1.5 de ARPS.

Les deux modes disponibles (Méso-échelle/LES) diffèrent par leur modèle de longueur de mélange : le premier est basé sur la taille de maille ($L = (\delta x \delta y \delta z)^{1/3}$), le second est basé sur le modèle de [Bougeault et Lacarrere, 1989], qui est une adaptation non-locale de l'échelle de [Deardorff, 1980], bien adaptée aux configurations méso-échelle, et très proche de la formulation de Deardoff dans le cas LES (le modèle est alors très similaire au schéma de turbulence TKE 1.5 de ARPS). Plus de détails sont donnés dans [Cuxart *et al.*, 2000].

2.3 Modèles de rayonnement

Dans ARPS, le schéma de rayonnement utilisé est basé sur la paramétrisation adoptée par le GSFC de la NASA (cf [Chou, 1992]).

Le schéma de rayonnement de MesoNH est, quant à lui, basé sur la paramétrisation adoptée par les modèles opérationnels de l'ECMWF ([Morcrette, 1991]). Le modèle de rayonnement infrarouge atmosphérique est 1D sur la verticale.

3 Les modèles de sol de ARPS et SURFEX

3.1 Modèle de sol de ARPS

Le modèle de sol implémenté dans ARPS se base sur les modèles de [Noilhan et Planton, 1989], [Jacquemin et Noilhan, 1990], [Pleim et Xiu, 1995], [Boone *et al.*, 1999], et [Ren et Xue, 2004].

L'approche consiste à modéliser le sol en plusieurs couches (généralement 2, une couche de surface et une couche profonde. Des couches supplémentaires peuvent

néanmoins être introduites). La figure 3.2 illustre les interactions sol/atmosphère et sol de surface/sol profond. Dans cette étude, nous ne considérons que 2 couches.

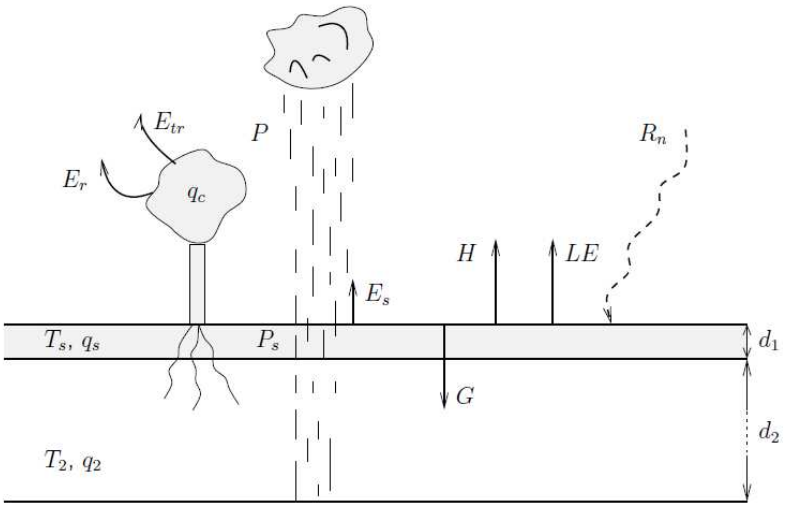


FIG. 3.2 – Représentation schématique des interactions sol/atmosphère pris en compte par le modèle de sol. P et P_s représentent les précipitations liquides et solides, q_s, q_2 et q_c le taux d'humidité du sol de surface, du sol profond et de la végétation respectivement. Extrait de [Chemel, 2005].

La couche de surface est de faible épaisseur (d_1) et de faible inertie. La couche profonde est plus épaisse ($d_2 \gg d_1$) et plus inertielle. L'équation (1.15) est alors modifiée pour la couche de surface : un terme de conduction entre les deux couches est ajouté pour tenir compte du transfert de chaleur avec le sol profond. Les températures de la couche de surface T_s et du sol profond T_2 suivent ainsi les équations :

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = C_T.(R_N - H - LE) + \frac{2.\pi}{\tau}.(T_s - T_2) \tag{3.11}$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = \frac{1}{\tau}.(T_s - T_2) \tag{3.12}$$

où C_T représente la capacité calorifique du sol, τ est un temps de relaxation fixé à une journée dans le modèle, et R_N, H et LE sont respectivement le flux radiatif net, le flux de chaleur sensible et le flux de chaleur latente (donnés par les équations (1.16), (1.17) et (1.18) du chapitre 1 respectivement.).

Par ailleurs, l'humidité des deux couches et celle de la végétation sont également prises en compte et leurs évolutions sont calculées par 3 équations supplémentaires.

3.2 Modèle de sol SURFEX

Le code MesoNH utilise le modèle de sol externalisé SURFEX. Ce modèle de sol est indépendant du code MesoNH et peut être utilisé dans d'autres applications (et par d'autres codes de calculs).

Son principe se base sur le modèle de [Noilhan et Planton, 1989]. Il est donc relativement similaire à celui de ARPS (les équations (3.11) et (3.12) sont notamment identiques). Néanmoins, il comporte une description plus fine et plus précise de beaucoup de phénomènes. Il intègre ainsi des modèles spécifiques (cf [Bougeault *et al.*, 2008]) :

1. Un modèle de comportement de la neige et des glaces.
2. Un modèle du comportement thermodynamique des villes ([Masson, 2000]).
3. Un modèle de physique des océans, lacs et rivière.
4. Un modèle de végétation, de photosynthèse et de canopée.
5. Un modèle de la couche limite de surface [Masson et Seity, 2009].
6. Un modèle d'émission/déposition chimiques.

La description du sol de surface utilise une base de données (par défaut, cette base est la base Ecoclimap 2 de Météo-France, cf [Bougeault *et al.*, 2008]) qui caractérise l'état de surface du sol. Chaque couvert de sol possède des caractéristiques physiques spécifiques. Chaque maille du modèle de sol est découpée en 4 fractions représentatives de son état de surface : on définit alors la fraction végétale, la fraction de mers/océans, la fraction de lacs/rivières, et la fraction de ville. Chacun des 4 modèles physiques correspondant est exécuté afin d'évaluer les flux induits par chacune de ces fractions. Les flux totaux sont combinés à l'échelle de la maille. La fraction végétale est quant à elle subdivisée en 12 catégories de végétation, eux mêmes répartis en 243 types de couverts de sol. Les spécificités locales de la végétation peuvent ainsi être prises en comptes (de la tundra au maquis méditérannéen, en passant par les sites d'extraction minérale ou les oliveraies ; tous les types de végétation sont représentés et leur influence physique est modélisée de façon spécifique).

Conclusion

Ainsi, les codes de calculs "Méso-échelle" constituent un ensemble de modèles permettant de décrire la circulation atmosphérique à différentes échelles. La formulation algorithmique de leur modèle atmosphérique est analogue à un modèle LES (paramétrisation des flux turbulents sous-mailles et résolution explicite de l'écoulement de grande échelle). Dans toute cette étude, nous utiliserons les codes ARPS et MesoNH, deux codes utilisés par de nombreuses études atmosphériques, en particulier sur terrain complexe.

Les deux modèles sont très similaires : ils utilisent des maillages et des systèmes de coordonnées identiques (coordonnée verticale dilatée non rectiligne de type [Gal-Chen et Somerville, 1975b]), une parallélisation numérique sur l'horizontale, des méthodes de discrétisation des opérateurs similaires, le même type de conditions aux limites, une formulation non hydrostatique adaptée à des études à échelles fines, des modèles de sol permettant de rendre compte des échanges sol/atmosphère et de l'instationnarité des conditions de flux en surface, des modèles de turbulence et des modèles de rayonnement analogues.

Parmi les principales différences, on note que la formulation de l'équation de continuité est complètement compressible dans ARPS alors qu'elle est anélastique dans MesoNH (cette différence n'ayant de conséquences que sur le codage numérique puisque les ondes sonores ne jouent aucun rôle dans les phénomènes météorologiques que nous considèrerons, cf [Durran, 1989], [Durran et Arakawa, 2007]). Le modèle de sol de MesoNH (SURFEX) est également plus complet, intégrant plus de modules physiques (notamment sur la neige et la ville), bien que tous les deux soient basés sur le modèle de [Noilhan et Planton, 1989].

D'autres différences que nous n'exploitons pas dans cette étude, concernent la qualité des schémas microphysique (plus grande dans MesoNH) ou la possibilité d'introduire un déplacement dynamique du maillage pour suivre un phénomène atmosphérique, comme une tornade, qui reste une spécificité du code ARPS.

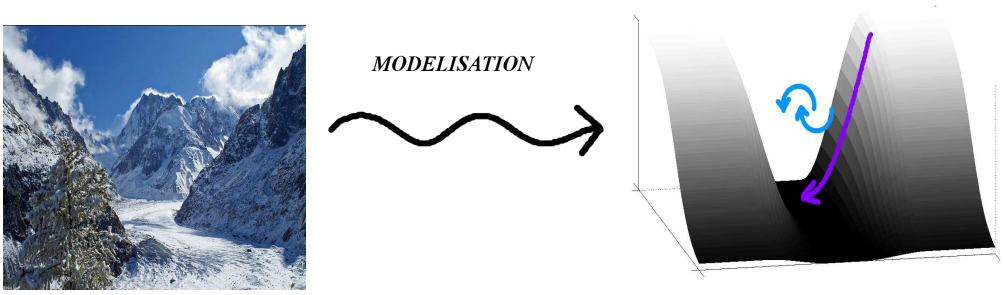
Deuxième partie

Dynamique de la Couche Limite Atmosphérique Stable et Hivernale d'une vallée encaissée

Objet de l'étude

Dans cette partie, nous étudions les processus intrinsèques à la dynamique d'une vallée encaissée, par conditions stables.

Afin d'analyser la dynamique de ces processus, nous excluons les interactions avec tous les phénomènes ayant une autre origine. Pour cela, nous considèrons une situation modélisant une vallée dans des conditions idéalisées. Nous utilisons une topographie simplifiée de vallée encaissée et une atmosphère initialement statique (ie dénuée d'influence des échelles synoptiques). Le profil de température utilisé est également simplifié : il varie linéairement avec l'altitude, induisant une stratification constante, stable et caractéristique de conditions usuellement rencontrées dans les vallées réelles pendant la période hivernale, comme nous le montrerons dans le chapitre 9.



Les phénomènes intrinsèques à la dynamique de la vallée sont alors : des **vents catabatiques**, des **ondes internes** et un **vent de vallée**. Nous nous focalisons essentiellement sur la dynamique des vents catabatiques (chapitres 4 et 5) et des ondes internes (chapitre 4), qui constituent des phénomènes atmosphériques de micro-échelle.

Chapitre 4

Vents catabatiques, instationnarités et ondes internes

Sommaire

Introduction **54**
1 Méthodologie **56**
1.1 Modèle numérique 56
1.2 Topographie de la vallée encaissée 56
1.3 Configuration des simulations 57
1.4 Paramètres numériques 59
2 Vents catabatiques **59**
2.1 Vent de vallée 59
2.2 Structure verticale du vent catabatique 61
2.3 Instationnarités du vent catabatique 62
3 Champ d'ondes de gravité internes **64**
3.1 Structure spatiale des ondes 64
3.2 Analyse en longueur d'onde 65
3.3 Analyse en fréquence 68
4 Etude de sensibilité **71**
4.1 Influence de la température de sol 71
4.2 Influence de la stratification thermique 72
4.3 Influence de la topographie 73
Discussion et Conclusion **75**

Ce chapitre fait l'objet d'un article soumis au journal *Boundary Layer Meteorology* (cf [Largeron *et al.*, 2010a]).

L'étude numérique préliminaire correspondante a par ailleurs fait l'objet d'un autre article publié dans le journal *Meteorology and Atmospheric Physics* (cf [Chemel *et al.*, 2009]).

Introduction

En l'absence d'un forçage synoptique important, l'écoulement atmosphérique qui se met en place dans une vallée est essentiellement dominé par des circulations thermiques dues au chauffage ou au refroidissement de la surface du sol. Cet écoulement dépend donc très fortement des conditions locales. Sur les reliefs pentus, le refroidissement nocturne du sol peut induire des courants de pentes, de type vents catabatiques (cf chapitre 2). Ce refroidissement engendre également une stratification stable de la couche limite atmosphérique, au moins dans les premières centaines de mètres au dessus du sol. Cette stabilité atmosphérique permet une autre classe de mouvements, de nature ondulatoire : toute perturbation peut en effet être à l'origine de la propagation d'ondes de gravité internes.

Les premiers travaux théoriques sur les vents catabatiques se sont attachés à construire des modèles simples, stationnaires et homogènes (notamment le travail pionnier de [Prandtl, 1942]). Ces modèles analytiques ont ensuite été enrichis et étendus, introduisant un terme instationnaire (ex : [Defant, 1949], [Fleagle, 1950], [McNider, 1982]), le gradient de pression horizontal ([Ball, 1956], [Petkovsek et Hocevar, 1971]), puis les termes d'advection et les contraintes turbulentes ([Manins et Sawford, 1979], [Princevac *et al.*, 2008], [Bastin et Drobinski, 2005]).

Dans une revue de tous ces modèles, [Mahrt, 1982] propose une classification des différents régimes d'écoulements catabatiques (ainsi que des modèles analytiques correspondants) à partir d'une analyse dimensionnelle de l'équation de quantité de mouvement.

Plus récemment, de nombreuses études LES, dans des contextes idéalisés ([Smith et Skyllingstad, 2005], [Zhong et Whiteman, 2008], [Axelsen et van Dop, 2009a], [Axelsen et van Dop, 2009b], [Fedorovich et Shapiro, 2009]), ou dans des configurations réalistes ([Cuxart *et al.*, 2007], [Martínez et Cuxart, 2007], [Trachte *et al.*, 2010]) soulignent les caractères instationnaires et intermittents de certains régimes d'écoulements.

De nombreuses études basées sur des observations et campagnes de mesures ([Helmis et Papadopoulos, 1996], [Gryning *et al.*, 1985], [Rotach *et al.*, 2004], [van Gorsel *et al.*, 2004], [Whiteman *et al.*, 1996], [Monti *et al.*, 2002], [Banta *et al.*, 2004], [Rotach et Zardi, 2007], [Whiteman et Zhong, 2008], [Princevac *et al.*, 2008]) semblent montrer que la plupart des écoulements catabatiques réels sont affectés par ces instationnarités. Dans certaines observations, il est possible de détecter une organisation temporelle de ces vents, et notamment des oscillations régulières (cf notamment [Mori et Kobayashi, 1996], [Bastin et Drobinski, 2005]).

Ces résultats appuient alors fortement la validité des modèles analytiques simples de [Fleagle, 1950] et [McNider, 1982]. Ceux-ci attribuent alors ces oscillations à un mécanisme de réchauffement adiabatique des particules, à mesure que celles-ci s'écoulent vers le bas. Dans une atmosphère stablement stratifiée, la période des oscil-

lations correspondantes est alors donnée par $T = \frac{2.\pi}{N.sin\alpha}$, où N est la fréquence de Brunt-Väisälä (dont le carré est proportionnel au gradient vertical de température ambiante) et α est l'angle que fait (localement) la topographie avec l'horizontale.

Par ailleurs, ce vent catabatique ayant une composante verticale, il agit comme une perturbation de l'atmosphère. Si celle-ci est stable, des ondes de gravité internes vont alors être générées (cf par ex [Gill, 1982]) et modifier la dynamique de la CLA au sein de la vallée.

Jusqu'à présent, peu d'études se sont intéressées à la génération d'ondes internes par l'instationnarité de ces écoulements catabatiques. Parmi elles, une investigation numérique préliminaire a été réalisée par [Chemel *et al.*, 2009]. Ce travail s'est focalisé sur les oscillations temporelles observables dans une vallée idéalisée et a mis en évidence la coexistence de deux systèmes d'oscillations dans l'atmosphère stable d'une vallée : le premier est associé aux oscillations temporelles du vent catabatique le long des pentes de la topographie tandis que le second correspond à un champ d'ondes internes de gravité se propageant dans toute la couche limite atmosphérique. Ces conclusions semblent en bon accord avec les observations faites par [van Gorsel *et al.*, 2004] pendant la campagne de mesure MAP-Riviera. L'étude conduite par [Chemel *et al.*, 2009] aboutit aussi à la conclusion que le spectre temporel des ondes internes semble présenter un pic à une fréquence proche de $\omega \approx 0.8N$. Néanmoins, dans cette étude, un seul jeu de paramètres a été considéré. Le caractère général de la conclusion est donc limité.

L'objet du présent chapitre est de caractériser les processus dynamiques locaux à l'oeuvre dans une vallée encaissée idéalisée et par conditions stables. Nous nous concentrons plus précisémment sur les mouvements oscillatoires, à savoir les instationnarités du vent catabatique et le champ d'ondes internes qui représentent les mécanismes principaux en l'absence d'un fort vent de vallée et d'un couplage avec la dynamique à plus grande échelle (c'est à dire lorsqu'on peut négliger les interactions avec la troposphère libre ou avec les courants régionaux). En particulier, nous étendons le travail réalisé par [Chemel *et al.*, 2009] en étudiant l'effet des conditions locales, comme l'inclinaison des pentes de la topographie, la stratification ambiante de l'atmosphère ou encore la forme générale de la vallée.

Pour répondre à ces questions, nous analysons des simulations numériques réalisées avec le code ARPS (cf chapitre 3). Les configurations du modèle sont décrites dans la section 1. On décrit ensuite certaines caractéristiques du vent catabatique et de son caractère instationnaire dans la section 2.2. La section 3 détaille les propriétés du champ d'ondes internes. Puis, l'influence des paramètres locaux (notammant de la température du sol, de la stratification atmosphérique et de la forme générale de la vallée) sur les résultats est discutée dans la section 4 au travers de tests de sensibilité. Une discussion vient conclure le chapitre dans la section finale.

1 Méthodologie

1.1 Modèle numérique

Les simulations numériques présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec le code ARPS (cf [Xue *et al.*, 2000], et chapitre 3). Rappelons que ce code est non-hydrostatique compressible. Pour cette étude, les dérivées spatiales sont discrétisées selon un schéma aux différences finies d'ordre 4 centré sur un maillage échelonnée de type Arakawa C et l'intégration temporelle est faite à l'aide d'un schéma de discrétisation explicite centré de "leapfrog" utilisant une technique de découplage modal pour résoudre les modes acoustiques. Nous utilisons par ailleurs le schéma de fermeture turbulente prescrivant l'énergie cinétique turbulente (TKE 1.5) pour modéliser l'effet des échelles sous-mailles.

1.2 Topographie de la vallée encaissée

Dans nos simulations, la vallée est modélisée par une topographie idéalisée basée sur le profil analytique définit par [Rampanelli *et al.*, 2004]. Le profil est donné par :

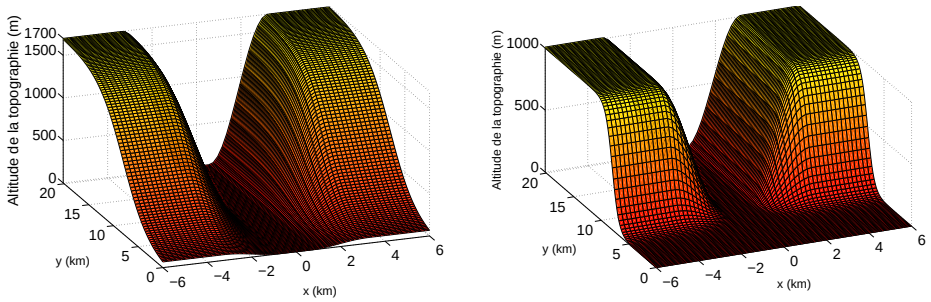
$$z = h(x,y) = H h_y(y) h_x(x) \text{ avec}$$
$$h_y(y) = 0.5(1 + \tanh(y/S_y))$$

$$h_x(x) = \begin{cases} 0.5(1 - \cos(\pi(|x| - V_x)/S_x)) & \text{for } V_x < |x| < V_x + S_x, \\ 0 & \text{for } |x| < V_x, \\ 1 & \text{for } |x| > S_x + V_x. \end{cases}$$

L'axe de la vallée est orienté Nord-Sud[1] et la vallée est ouverte sur une plaine au bord Sud de façon à permettre le développement d'un vent de vallée. Dans toute la suite, nous utilisons deux jeux de paramètres et donc deux types de topographies en fonction des simulations (cf section 1.4 pour plus de détails). La première topographie (nommée $T1$, correspondant à celle utilisée par [Chemel *et al.*, 2009]) est caractérisée par une longueur (suivant y) de 20 km et une largeur de $2V_x = 1240$ m en son fond. La longueur des pentes dans la direction x est égale à $S_x = 2640$ m et celle des pentes dans la direction y est de $S_y = 5000$ m. Les sommets culminent à une altitude de $H = 1700$ m. Ainsi définie, $T1$ peut être considérée comme une version idéalisée de la vallée de Chamonix, située dans les Alpes françaises. La figure 4.1a montre que l'altitude des sommets varie le long de l'axe longitudinal de la vallée. Il en est donc de même pour l'inclinaison maximale des pentes dans une coupe verticale perpendiculaire à l'axe de la vallée. La valeur de cette inclinaison maximale varie ainsi entre environ 3^o près de la plaine et 44^o à l'extrêmité Nord de la vallée.

[1] Nous ne tiendrons pas compte des effets d'orientation qui ne jouent aucun rôle dans la dynamique nocturne au cours de cette étude. L'orientation est ici simplement donnée pour faciliter le repérage des différentes parties de la vallée. Les conclusions de l'étude sont rigoureusement identiques pour toute autre orientation de l'axe de la vallée.

La seconde topographie (cf figure 4.1b), qu'on nommera $T2$ et utilisée pour une étude de sensibilité à la forme générale de la vallée, est plus régulière et bidimensionnelle. La longueur de vallée, sa largeur ($2V_x$) et la longueur des pentes selon x (S_x) restent les mêmes que pour $T1$. En revanche, la longueur des pentes selon y est fixée à $S_y = 1200$ m et la hauteur maximale des sommets est fixée à $H = 1000$ m. Ainsi, les pentes y sont plus douces : la valeur extrême de leur inclinaison n'atteint que 30^o au lieu de 44^o pour $T1$.



(a) (b)

FIG. 4.1 – Topographies des deux vallées idéalisées. (a) T1. (b) T2

1.3 Configuration des simulations

Nous modélisons une situation nocturne de 3 heures débutant à 22h UTC[2] en hiver et à la latitude de la vallée de Chamonix. Nous souhaitons étudier l'influence d'un vent catabatique dans une atmosphère stable sous une situation synoptique calme, aussi nous n'imposons aucun champ de vitesse à l'instant initial et aucun forçage synoptique.

1.3.1 Champ initial de température de l'air

A l'instant initial, nous imposons dans l'atmosphère un profil vertical de température potentielle $\theta(z)$, ayant une valeur de 271 K en fond de vallée et évoluant linéairement avec l'altitude. La fréquence de Brunt-Väisälä donnée par l'équation (1.2) (ici, la valeur de référence pour la température potentielle, prise égale à $\theta_0 = 271$ K), est donc constante vu que $d\theta/dz$ l'est (au contraire, dans [Chemel *et al.*, 2009], un profil variable $N(z)$ était utilisé). Nous conduisons plusieurs simulations dans lesquelles on fait varier la valeur de $d\theta/dz$ entre 2.3 K/km et 15 K/km (cf le tableau 4.2 pour plus de details). L'atmosphère est donc stable mais sa stabilité est différente d'une simulation à l'autre.

[2] En fait, l'heure de début de simulation n'est pas fixée. Seule l'est la condition de température au sol (cf section 1.3.2). Dans la présente configuration, cette condition correspond approximativement à la situation vers 22h.

1.3.2 Champ initial de température du sol

A l'instant initial, nous imposons une température au sol relativement à l'air qui lui est adjacent. La température de surface du sol T_s est ainsi initialisée à l'aide d'un "offset" à partir de la température de l'air adjacent T_a. Ici, nous fixons cet offset à 0 K ou -3 K (voir la table 4.2 pour plus de details) ce qui signifie que la température *absolue* initiale de la surface du sol est égale à la température *absolue* initiale de l'air adjacent, ou inférieure de 3 K. Comme nous utilisons le modèle de sol à deux couches de [Noilhan et Planton, 1989], nous imposons aussi un "offset" entre la température de l'air adjacent et celle du sol profond T_2. Nous fixons celui-ci à 0 K ou -5 K dans nos simulations. Ces conditions n'interviennent pas comme un forçage mais bien seulement comme conditions initiales. La température des couches du sol change ensuite à mesure que le temps avance, selon les lois thermodynamiques prescrites dans le code, qui prennent notamment en compte le refroidissement par émission infra-rouge de la surface du sol. Un résumé des simulations effectuées est donné dans le tableau 4.2.

1.3.3 Conditions aux limites

Des conditions aux limites ouvertes sont utilisées dans les deux directions horizontales. Le champ de vitesse satisfait une condition de non glissement en surface et une couche d'absorption de Rayleigh est imposée sur la partie haute du domaine (près du toit).

Sur la topographie, les flux thermiques sont déterminés à l'aide des valeurs de T_s et T_a, calculées à chaque pas de temps. Dans le modèle à deux couches considéré, l'évolution temporelle de la température de surface T_s est gouvernée par l'équation pronostique (3.11).

L'évolution temporelle typique de T_s est illustrée sur la figure 4.2 : la température de surface décroît ainsi de quelques degrés par heure, de manière cohérente avec des mesures *in situ* reportées par exemple par [Peck, 1996].

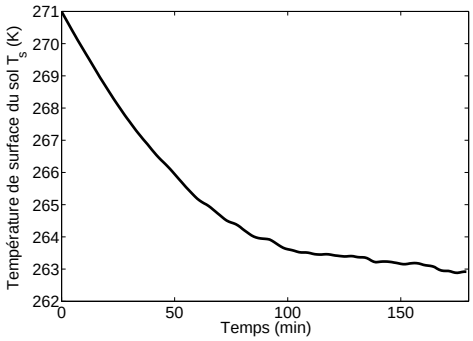


FIG. 4.2 – Evolution temporelle de la température de surface T_s sur les pentes de la vallée.

1.4 Paramètres numériques

La résolution verticale du maillage est constante dans les 100 premiers mètres au dessus du sol et subit un étirement suivant la verticale au dessus. Le pas de temps du schéma temporel est fixé par critère CFL. Les ondes acoustiques sont traitées par la méthode dite de "time-splitting" avec un pas de temps 10 fois inférieur au pas de temps précédent. Les autres paramètres numériques communs à toutes les simulations sont résumés dans le tableau 4.1.

Résolution horizontale	$\delta x = \delta y = 200m$
Résolution verticale au sol	$\delta z = 5m$ dans les 100 premiers mètres
Résolution verticale au toit du domaine	$\delta z = 98m$
Altitude du toit du domaine	$7000m$
Nombre de mailles	$N_x = 121$ $N_y = 103$ $N_z = 140$
Pas de temps	$\delta t = 0.25s$
Pas de temps acoustique	$\delta t = 0.025s$
Pas de temps modèle de sol	$\delta t = 0.25s$
Pas de temps modèle de rayonnement	$\delta t = 60s$

TAB. 4.1 – Paramètres numériques

On effectue 10 simulations différentes. Le tableau 4.2 résume les spécificités paramètriques de chacune d'elles. La gamme de stratification étudiée couvre alors les valeurs typiques rencontrées dans la CLA en vallée en période hivernale.

2 Vents catabatiques

Dans cette section, on s'intéresse uniquement à la simulation $S1$ (cf tableau 4.2) pour laquelle la stratification se situe dans la moyenne de la gamme de stratification étudiée, pour une valeur de stabilité proche de celles rencontrées dans une situation réelle. Le gradient vertical de température est donc de 6 K/km, ce qui induit une valeur de $N = 14,7.10^{-3} rad/s$ pour la fréquence de Brunt-Vaïsälä. L'analyse de la simulation se penche particulièrement sur les mouvements oscillants.

2.1 Vent de vallée

Un vent de vallée se développe du fond de la vallée vers la plaine (cf figure 4.3). Ce vent de vallée est généré par l'écoulement catabatique (qui sera décrit plus en détail

Simulation	$T_a - T_s$ (en K)	$T_a - T_2$ (en K)	$d\theta/dz$ (en K/km)	N (en rad/s)	Topographie
S1	0	0	6	$14.7.10^{-3}$	T1
S2	-3	-5	2.3	$9.1.10^{-3}$	T1
S3	-3	-5	3.4	$11.1.10^{-3}$	T1
S4	-3	-5	4.7	13.10^{-3}	T1
S5	-3	-5	6	$14.7.10^{-3}$	T1
S6	-3	-5	8	17.10^{-3}	T1
S7	-3	-5	10	19.10^{-3}	T1
S8	-3	-5	12.3	$21.1.10^{-3}$	T1
S9	-3	-5	15	$23.3.10^{-3}$	T1
S10	-3	-5	6	$14.7.10^{-3}$	T2

TAB. 4.2 – Résumé des simulations et paramètres correspondants

dans la section 2.2), par conservation de la masse, mais est d'intensité plus faible que celui-ci. Il est notable de constater que le vent de vallée n'est pas confiné au fond de la vallée mais implique toute la masse d'air comprise entre les deux pentes de la vallée (cf figure 4.3). Plus précisément, ce vent est assez intense dans une très faible épaisseur près du sol (environ 50 mètres, cette épaisseur augmentant avec le temps) et plus faible au dessus. Ce comportement correspond bien au mécanisme classique de vent de vallée en début de nuit, décrit par exemple par [Whiteman, 2000].

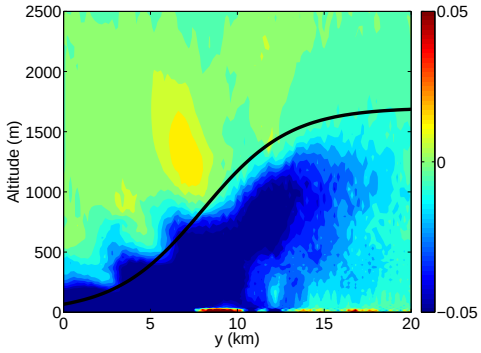


FIG. 4.3 – Contours de v dans une coupe (y, z) pour $x = 0$ km (ie le long de l'axe longitudinal de la vallée) après 45 min de simulation. La courbe indique la hauteur des sommets lorsqu'on se déplace le long de l'axe y.

Cet écoulement s'établit du fait du gradient longitudinal de pression $\partial_y p$ qui se créé entre la partie Nord de la vallée et la plaine en accord avec les descriptions de [Hawkes, 1947] et [Whiteman, 2000]. En effet, comme la topographie varie le long

de l'axe longitudinal de la vallée (voir la hauteur des sommets sur la courbe de la figure 4.3), la quantité d'air qui s'écoule dans le vent catabatique est plus grande dans la partie Nord (pour $y > 15km$) que dans la partie Sud (pour $y < 5km$). Il en est donc de même du taux de refroidissement. Celà induit une zone de surpression dans la partie Nord de la vallée et un vent de vallée se met donc en place jusqu'à la plaine sous l'effet du gradient de pression.

2.2 Structure verticale du vent catabatique

Le refroidissement nocturne du sol constitue la source de refroidissement de l'atmosphère. L'émissivité infra-rouge du sol étant plus élevée que celle de l'air, en l'absence d'un flux solaire (la nuit), le bilan radiatif net à la surface du sol est négatif. Par conséquent, un flux radiatif (grandes longueurs d'ondes) est émis par la surface du sol. Cette émission infra-rouge induit une diminution de la température de surface, de l'ordre de plusieurs degrés par heure. En conséquence, les couches inférieures de l'atmosphère se refroidissent par diffusion thermique. L'air froid ainsi créé devient plus dense et s'écoule par gravité vers des altitudes inférieures. Cet écoulement catabatique est visualisable sur la figure 4.4, qui montre les isocontours de vitesse catabatique (composante du vent parallèle à la pente) dans une coupe verticale et transverse en $y = 15$ km , où l'inclinaison maximale de la pente est d'environ 44^o.

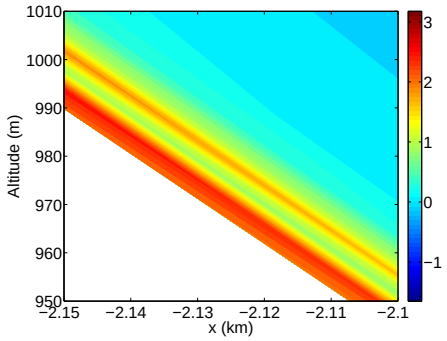
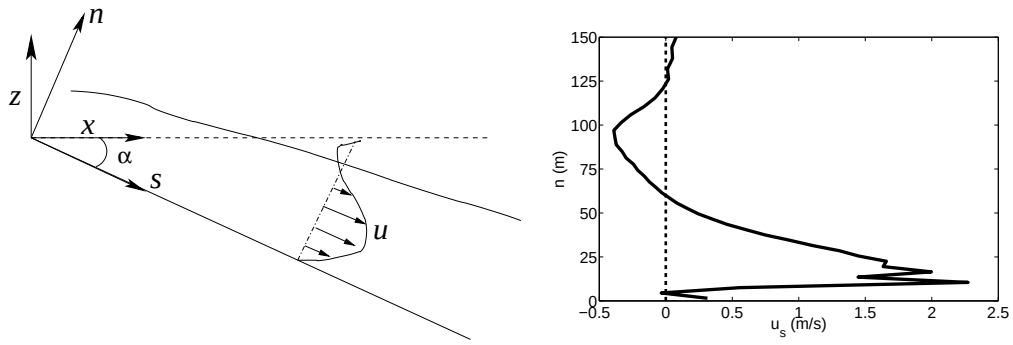


FIG. 4.4 – Vent catabatique (en m/s) s'écoulant le long des pentes de la vallée. Contours de la composante catabatique (composante du vent parallèle à la pente) du vent en $y = 15$ km à t=60 minutes (l'inclinaison de la pente est de 44^o).

On s'intéresse ici aux propriétés dynamiques élémentaires de ce vent. On introduit pour cela un système de coordonnées (s, n) suivant la topographie, où s est la coordonnée le long de la topographie (pointant vers le bas) et n la coordonnée normale à la topographie (cf figure 4.5a). La figure 4.5b montre la composante catabatique (ie le long de la topographie), notée $u_s(n)$, en fonction de n. u_s est tracée pour $y = 15$ km, au point de plus grande pente ($x = -2$ km) et pour $t = 95$ min.

On distingue clairement que le vent est dirigé vers le bas de la pente, sur une épaisseur d'environ 50 m et atteint une valeur maximale de quelques mètres par sec-



(a) (b)

FIG. 4.5 – a) Système de coordonnée suivant la topographie. b) Composante catabatique (u_s) du vent en fonction de la coordonnée normale à la topographie (n), au milieu de la pente à $t = 95$ mn ($x = -2$ km, $y = 15$ km)

onde à environ 10 m du sol. Au dessus, le vent décroît dans toute la première centaine de mètres. Autour de 100m au dessus du sol, on remarque la présence d'un courant de retour, caractéristique de ce genre d'écoulement, dans lequel la vitesse remonte la pente. Ces observations s'accordent bien avec les mesures *in situ* faites dans des vents catabatiques sur de fortes pentes (plus de 10^o) tant sur une simple pente (cf par ex. [Helmis et Papadopoulos, 1996], [Monti *et al.*, 2002], [Skyllingstad, 2003], [Baines, 2005]) que dans une vallée ([Gryning *et al.*, 1985], [van Gorsel *et al.*, 2004]).

2.3 Instationnarités du vent catabatique

En un point donné, la composante u_s du vent varie en intensité dans le temps. Selon les analyses théoriques ([Fleagle, 1950], [McNider, 1982]), le réchauffement adiabatique et la force de flottabilité sont à l'origine de ces oscillations : une parcelle d'air refroidie par diffusion thermique depuis le sol se met à descendre le long de la pente du fait du déficit de température qui augmente sa densité. En descendant la pente, elle se dirige vers des zones de pression plus fortes et se réchauffe donc par compression du fait de la stratification atmosphérique. Ce réchauffement entraîne alors un ralentissement jusqu'à ce que le refroidissement du sol induise une nouvelle accélération. On obtient alors un comportement périodique. La pulsation caractéristique de ces oscillations du vent catabatique est donnée par ([McNider, 1982]) :

$$\omega_{macNider} = N.sin(\alpha) \tag{4.1}$$

où α représente la pente de la topographie et N la fréquence de Brunt-Vaïsälä.

Ainsi, dans la simulation $S1$, la période théorique de ces oscillations est donc d'environ 10 minutes pour les zones où la topographie est la plus escarpée (où la pente est la plus forte et atteint 44^o). Le vent catabatique simulé exhibe bien de telles oscillations temporelles comme en atteste la figure 4.6. Le spectre temporel de la vitesse du vent catabatique (figure 4.6b) montre bien que la période de ces oscillations coincide avec celle prédite par [McNider, 1982].

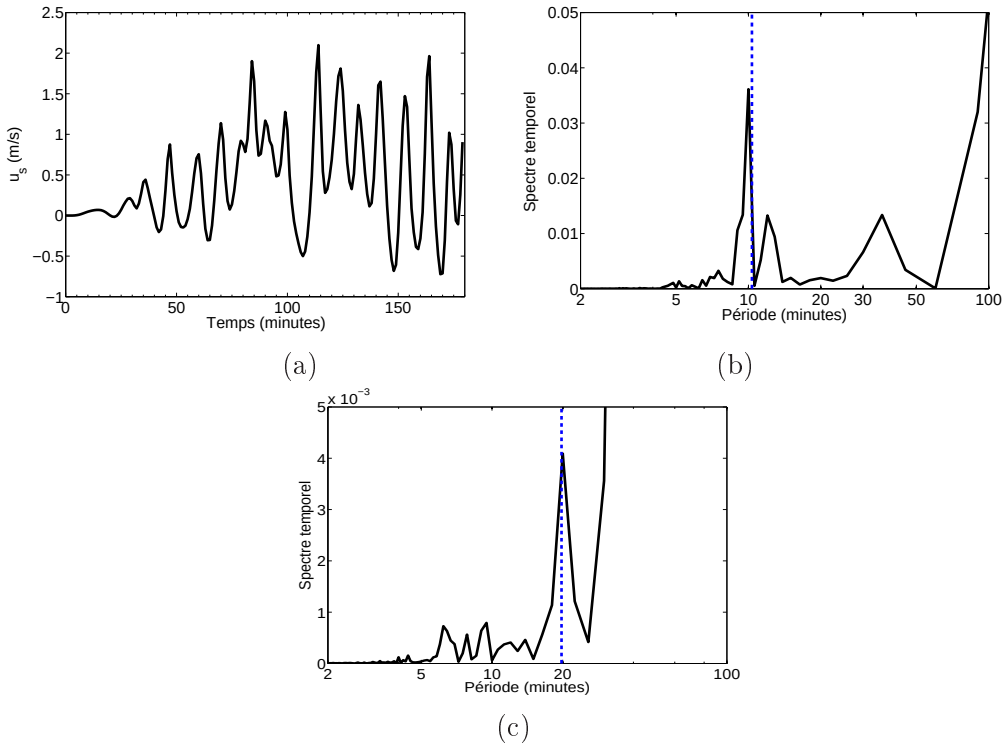


FIG. 4.6 – (a) Evolution temporelle de u_s à 12.5m au dessus du sol en $(x, y) = (-1.2km, 15km)$. b)Spectre en période de u_s à 12.5m au dessus du sol en $(x, y) = (-1.2km, 15km)$. Bleu pointillé : Période de MacNider avec $N = 1.4710^{-2}$ rad/s et $\alpha = 44^o$. c)Idem (b) au point $(x, y) = (-1.2km, 7km)$.

Lorsqu'on se déplace vers les zones de la vallée où les pentes sont plus faibles, on constate que les périodes d'oscillations deviennent plus longues, en accord avec l'équation 4.1. On distingue ce phénomène sur le spectre de la figure 4.6c correspondant à une zone où la pente maximale n'atteint que 21^o. La période théorique correspondante est alors de 20 min.

Remarquons toutefois que les oscillations du vent catabatique n'ont pas partout exactement la fréquence $\omega_{macNider}$, mais que le spectre temporel de u_s présente en général plusieurs pics autour de cette fréquence. Cela tient vraisemblablement au fait que la pente de notre vallée n'est pas uniforme et que sa valeur varie lorsqu'on descend le long de cette pente alors que la fréquence $\omega_{macNider}$ est obtenue théoriquement avec l'hypothèse d'une pente infiniment longue et uniforme.

Du point de vue de la structure verticale du vent catabatique, ces oscillations sont surtout représentatives des variations temporelles de la vitesse des couches les plus basses (inférieures à $20 - 30$ m au dessus du sol). Le courant de retour situé autour de 100m suit également des oscillations à une fréquence similaire.

3 Champ d'ondes de gravité internes

L'atmosphère étant stablement stratifiée, toute perturbation non-horizontale variant dans le temps engendre des ondes de gravité (e.g. [Lighthill, 1978]). Comme nous venons de le voir, le vent catabatique est instationnaire et, par conséquent, génère des ondes de gravité internes qui se propagent dans l'ensemble de la vallée, en s'éloignant des parois.

Dans la situation étudiée ici, les effets de Coriolis sont très faibles car les échelles considérées sont petites (le nombre de Rossby associé au vent catabatique étant d'environ 100 et celui associé aux ondes émises étant supérieur à 1). Les effets de Coriolis peuvent donc être négligés. Ainsi, l'écoulement induit par les ondes de gravité internes planes est un écoulement cisaillé (cf par ex. [Lighthill, 1978]), dans lequel la vitesse est dirigée le long des plans de phase. L'angle que font ces plans de phase avec la verticale, qu'on notera ϕ, définit la fréquence ω des ondes, lorsque la fréquence de Brunt-Väisälä est fixée. La relation de dispersion de ces ondes est alors : $\omega = N\cos\phi$.

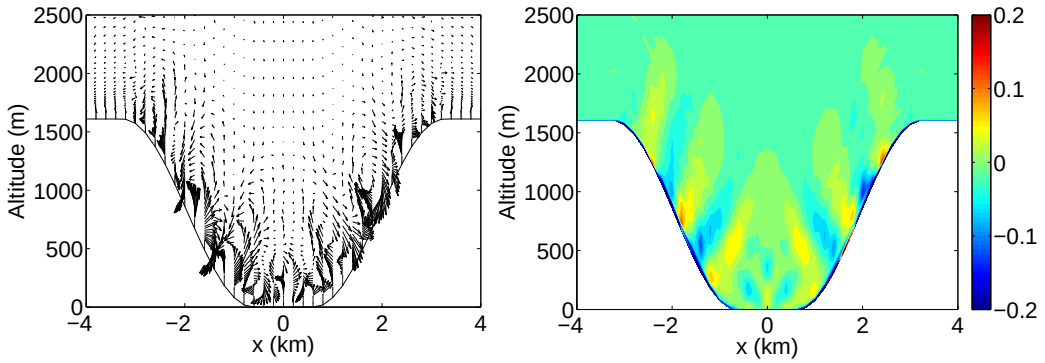
La figure 4.7a illustre l'émission d'ondes internes par les instabilités du vent catabatique à l'aide d'une coupe verticale de champ de vitesse à $y = 15$ km après 45 minutes de simulation. On constate que les vecteurs vitesses forment des structures de direction alternées. Ces structures se déplacent le long de la pente.

Cette structure en cellule apparaît clairement lorsque la composante de vitesse verticale est tracée dans le même plan vertical (figure 4.7b). La figure 4.7b montre également que les ondes sont remarquablement régulières : l'angle ϕ que les structures cellulaires font avec la verticale est le même quelle que soit la localisation le long de la pente, bien que l'inclinaison de la pente soit variable. Ceci suggère que la fréquence des ondes est constante, pour une valeur de N fixée. Cette caractéristique importante sera examinée plus en détail dans les sections suivantes. L'amplitude de la vitesse verticale induite par les ondes est de 0.2 m/s, soit environ dix fois plus petite que la vitesse verticale de l'écoulement catabatique qui émet ces ondes. Les contours de la composante de vitesse horizontale u possèdent également les mêmes caractéristiques, avec une vitesse maximale de 0.5 m/s.

3.1 Structure spatiale des ondes

3.1.1 Génération des ondes

Le vent catabatique s'établit dans les 20 premières minutes de simulation. Pendant cette période, aucune onde n'est visible. Après 20 minutes, par conservation de la masse, un mouvement ascendant apparaît en fond de vallée au niveau de la zone de front entre les deux courants catabatiques. Simultanément, un mouvement descendant (de plus faible intensité) apparaît au niveau des sommets. Comme l'atmosphère est stablement stratifiée, les particules fluides en mouvement vertical subissent une force de rappel et les ondes internes sont alors générées autour de ces sources de perturbations. La génération des ondes s'effectue alors, notamment au niveau de la zone la plus énergétique, c'est à dire en fond de vallée (cf figures 4.8a et 4.8b).



(a) (b)

FIG. 4.7 – (a) Vecteurs vitesses dans un plan (x, z) à y=15 km et $t = 45$ min. Les vecteurs près de la pente (100 premiers mètres), associés au vent catabatique, ont été supprimés pour plus de clarté. (b) Contours de vitesse verticale (en m/s) au même instant et au même endroit.

Après $35 - 40$ minutes, la structure en cellules s'est mise en place le long de la pente (cf figures 4.8c et 4.8d). Les ondes sont émises et un régime de propagation libre s'établit. Les cellules et les plans de phase se propagent alors le long de la pente du haut vers le bas.

3.1.2 Mise en place de différents régimes successifs

Pendant environ 20 minutes, un régime d'ondes libres s'établit. Les ondes internes sont générées près des pentes et se propagent en s'en éloignant. Puis, après $70 - 80$ minutes, les réseaux d'ondes internes issus des deux pentes donnent lieu à un système d'ondes stationnaires (alors caractérisé par des cellules circulaires visible vers 1500m au centre de la vallée sur la figure 4.8e) Après $80 - 90$ minutes, la structure spatiale est de moins en moins visible et les périodes caractéristiques des oscillations sont moins nettes : un régime d'interactions potentielles entre les ondes (voire de déferlement des ondes ou de turbulence légère) est alors mis en place. On voit ainsi se succéder différents régimes :

1. Régime d'émission des ondes internes.
2. Régime de propagation libre.
3. Régime stationnaire.
4. Régime de déferlement / régime turbulent.

3.2 Analyse en longueur d'onde

La structure du champ d'onde peut être mieux caractérisée par un tracé d'isocontours dans un diagramme temps-espace (dit diagramme de "Hovmöller"). Le tracé des contours de vitesse verticale ou de température dans un tel diagramme peut notamment fournir la vitesse de phase des ondes dans la direction x_i à l'aide de la

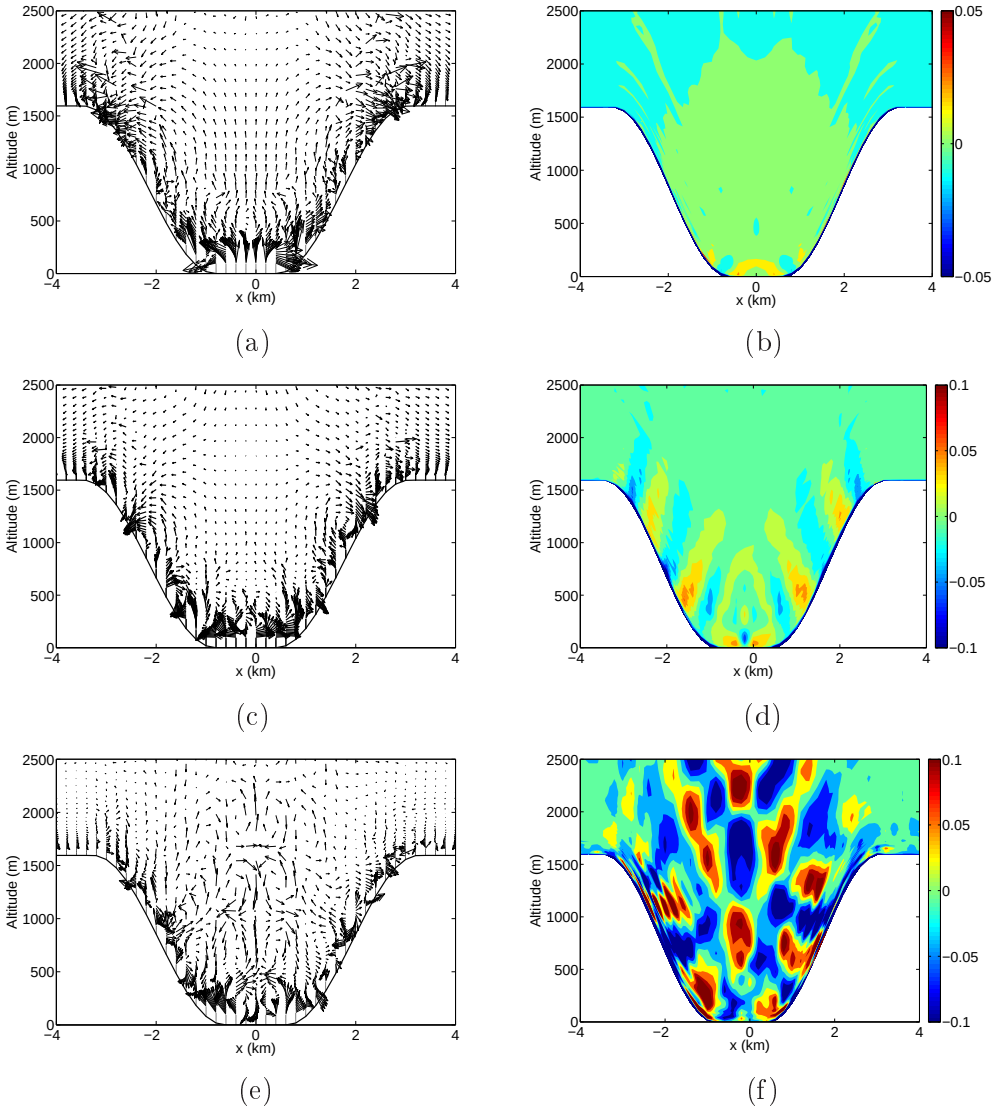


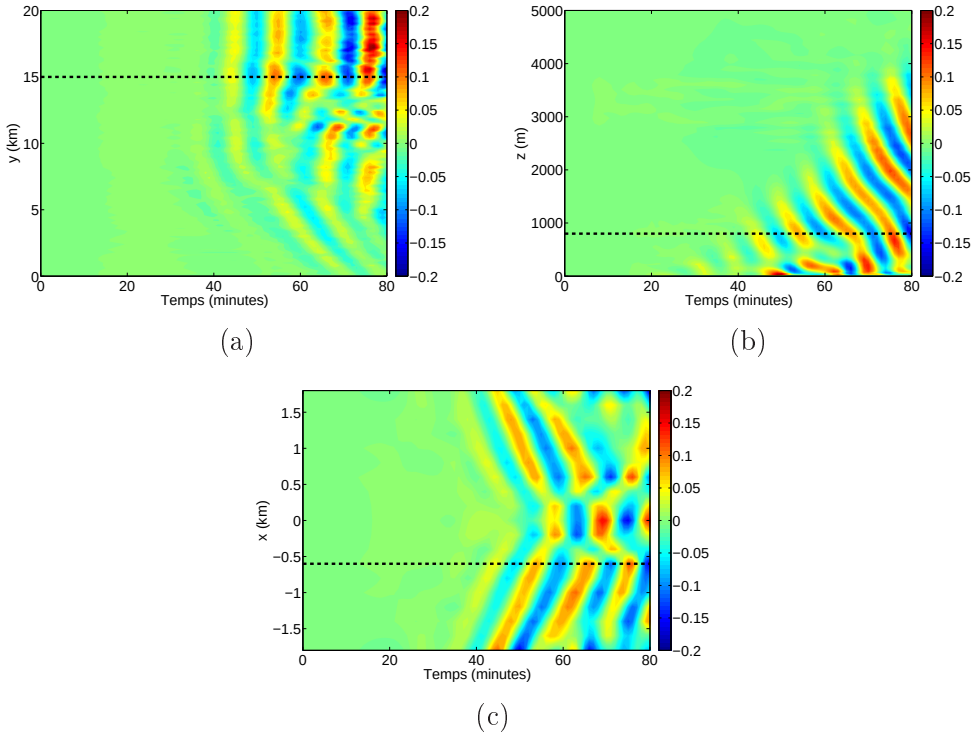
FIG. 4.8 – a) Vecteurs vitesses à t=25mn. b) Isocontours de w à t=25mn. c) Vecteurs vitesses à t=35mn d) Isocontours de w à t=40mn. e) Vecteurs vitesses à t=70mn. f) Isocontours de w à t=90mn. Toutes les coupes sont dans le plan (x, z) à $y = 15km$.

pente que font les lignes de phase constantes dans ce diagramme. Il est également possible de déduire la longueur d'onde dans la direction x_i et la fréquence associée.

3.2.1 Longueur d'onde longitudinale

Les isocontours de vitesse verticale dans un diagramme (y, t) sont ainsi tracés sur la figure 4.9a le long de la ligne définie par $x = -0.6$ km (près du centre de la vallée) et $z = 800$ m, pour les 80 premières minutes de simulation. La figure montre que les ondes atteignent cette altitude de 800 m environ 40 min après le début de

la simulation.



(a) (b)

(c)

FIG. 4.9 – a) Isocontours de vitesse verticale (en m/s) dans un diagramme (y,t) au point $x = -0.6$km et $z = 800$ m. b) Isocontours de vitesse verticale (en m/s) dans un diagramme (z,t) au point $x = -0.6$km et $y = 15$km. c) Isocontours de vitesse verticale (en m/s) dans un diagramme (x,t) au point $y = 15$km et $z = 800$ m. Les droites noires permettent de visualiser le lieu des transects utilisés pour les 2 autres diagrammes.

L'inclinaison des isophases permet de déterminer la vitesse de propagation des ondes le long de la direction y. Ici, la pente des isophases s'écrit :

$$c_y = \frac{\omega}{k_y} = \frac{\lambda_y}{T} \tag{4.2}$$

La pente des isophases est donc infinie dans la partie Nord de la vallée (ie pour $y > 7$km). Cette pente étant infinie, la vitesse de propagation associée est nulle dans cette région ($y > 7$km), ce qui signifie que la structure des ondes peut être considérée bidimensionnelle dans cette zone où les ondes se propagent approximativement dans un plan (x,z). Dans la région ouverte sur la plaine ($y < 7$km), la propagation des ondes est en revanche tridimensionnelle.

3.2.2 Longueur d'onde verticale

Les isocontours de vitesse verticale dans un diagramme (z,t) le long d'une ligne verticale définie par $x = -0.6$ km (près du centre de la vallée) et $y = 15km$ (près

du bord Nord de la vallée) sont tracés sur la figure 4.9b. Comme précédemment, les lignes de phase sont clairement visibles, avec une pente bien définie pendant les 80 premières minutes de simulation. Pendant cette période, on observe nettement le régime de propagation libre des ondes et leur propagation en altitude.

La période T des ondes peut être déterminée par la distance le long de l'axe des abscisses entre deux maximums de phase. On trouve $T \approx 10$ mn. La pente des isocontours permet de mesurer la vitesse de phase verticale : $c_z = -2.5$ m/s. Enfin, la relation $c_z = \lambda_z/T$ permet d'inférer la longueur d'onde verticale. On trouve $\lambda_z \approx 1300$ m. Notons que le tracé de ce diagramme de Hovmöller pour les faibles valeurs de y, où l'inclinaison de la topographie est plus faible, fournit approximativement les mêmes périodes et vitesses de phase.

3.2.3 Longueur d'onde transverse

Enfin, la figure 4.9c donnant le diagramme de Hovmöller (x, t) dans la partie Nord de la vallée (pour $y = 15km$, où on peut supposer une indépendance vis-à-vis de y) et pour $z = 800$ m, nous permet d'évaluer la longueur d'onde dans la direction x. A cette altitude, l'axe des x est limité à une gamme de valeurs restreinte par la topographie (sur la figure, on représente l'axe des x seulement entre les deux plateaux, le milieu du diagramme correspondant au centre de la vallée).

Les ondes n'atteignent pas cette altitude avant $t \simeq 30 - 40$ min. Par ailleurs, les lignes de phase s'organisent selon des structures bien définies qui sont symétriques par rapport à l'axe de la vallée (par symétrie du système). La formation d'un système d'ondes stationnaires est visible pour les instants ultérieurs à 80 minutes. On trouve que la pente des lignes de phase est $c_x \approx 2$ m/s et que la période est d'environ $T \approx 10$ minutes, de manière cohérente avec la valeur déterminée à l'aide du diagramme (z, t). On évalue enfin la longueur d'onde selon x : $\lambda_x \approx 1200$ m.

Cette valeur de 1200 m pour la longueur d'onde suivant x est proche de la largeur de la vallée (qui est de 1260 m en fond de vallée dans la topographie $T1$), ce qui pourrait suggérer que la largeur de vallée fixe la longueur d'onde. Pourtant, la valeur de λ_x reste proche de 1200 m lorsqu'on effectue le calcul à différentes altitudes (pour la même position en y), alors que la vallée s'élargit à mesure que l'on monte en altitude (cf figure 4.10). Ce résultat est cohérent avec celui de [Chemel *et al.*, 2009] qui trouvent que la valeur de λ_x reste inchangée lorsque la largeur de la vallée est doublée.

3.3 Analyse en fréquence

Dans cette section, on évalue la fréquence des ondes à partir des séries temporelles de vitesse verticale en un point. On regarde comment évolue cette fréquence lorsqu'on se déplace dans la vallée, le long de la verticale (direction z), le long de l'axe de la vallée (direction longitudinale y) et le long de la direction transverse (direction x).

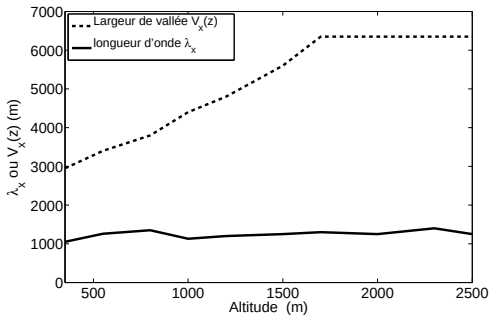


FIG. 4.10 – Courbe pleine : Evolution de la longueur d'onde λ_x avec l'altitude. Courbe pointillée : Evolution de la largeur de la vallée à une altitude donnée $V_x(z)$ avec l'altitude.

3.3.1 Variation verticale de la fréquence des ondes

Le spectre fréquentiel de la vitesse verticale a été calculé à différentes altitudes entre 500m et 5000m au dessus du sol.

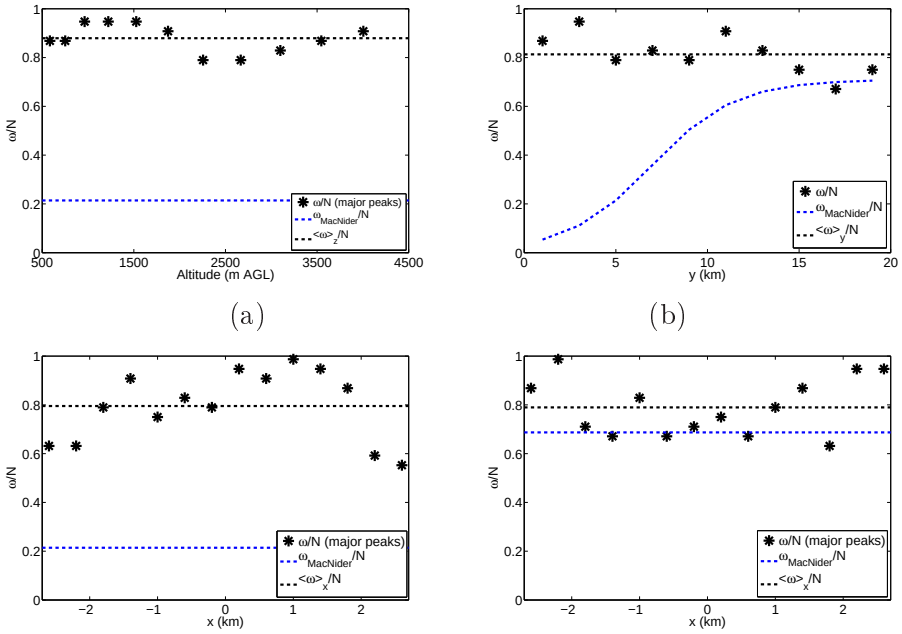


FIG. 4.11 – * : Evolution de ω/N : **(a)** selon z en $(x, y) = (-0.6km, 5km)$. Droite noire : Moyenne selon z $\langle\omega\rangle_z/N$ **(b)** selon y en $(x, z) = (-0.6km, 2200m)$. Droite noire : $\langle\omega\rangle_y/N$ **(c)** selon x en $(y, z) = (5km, 2200m)$. Droite noire : $\langle\omega\rangle_x/N$ **(d)** selon x en $(y, z) = (15km, 2200m)$. Droite noire : $\langle\omega\rangle_x/N$. Droite bleue pointillée : $\omega_{MacNider}/N$.

L'évolution verticale du ratio entre le pic principal de ce spectre ω et la fréquence

de Brunt-Vaisälä est tracée sur la figure 4.11a en un point de la vallée dans la région de la vallée où les pentes sont faiblements inclinées ($(x, y) = (-0.6km, 5km)$). La fréquence de MacNider est superposée en bleu.

Au delà de 500m AGL, les spectres montrent une fréquence dominante ω comprise entre $0.7N$ et $0.95N$. Une régression linéaire (cf droite pointillée noire sur la figure 4.11a) fournit une valeur moyenne de $\omega/N = 0.88$.

Le même comportement est obtenu lorsque les spectres sont calculés à un endroit où la pente de la topographie est plus raide ($y > 7$km). Cependant, dans cette zone, la fréquence de McNider est plus élevée et plus proche de celle des ondes internes (plus de détails sont donnés dans les paragraphes suivants).

Cette analyse montre donc que la fréquence des ondes (suffisamment loin du sol) est approximativement constante lorsqu'on se déplace le long de la verticale et qu'elle semble *indépendante* de la fréquence de MacNider (caractérisant les oscillations du vent catabatique).

Aux altitudes inférieures à 500 m AGL, aucune fréquence ne domine le signal (système d'ondes stationnaires).

3.3.2 Variation longitudinale de la fréquence des ondes

On analyse ici l'évolution de la fréquence des ondes le long de l'axe de la vallée, lorsqu'on reste à une altitude suffisamment élevée ($z = 2200$ m). La topographie variant le long de cet axe, et notamment l'inclinaison maximale α des pentes, la fréquence de McNider ($\omega_{macNider} = N.sin(\alpha)$) est également variable. La figure 4.11b montre l'évolution du rapport ω/N en fonction de y. On y superpose l'évolution de $\omega_{McNider}/N$ en bleu.

On voit que ω est approximativement indépendant de y, c'est à dire, vis-à-vis de la topographie. Par conséquent, la fréquence des ondes ne suit pas la fréquence de McNider. La fréquence est encore comprise entre $0.7N$ et $0.95N$ et une régression linéaire donne $\omega \approx 0.82N$.

3.3.3 Variation transverse de la fréquence des ondes

Enfin, on analyse la variation le long de l'axe transverse à une altitude constante ($z = 2200$ m), à deux positions le long de l'axe de la vallée.

La figure 4.11c montre ω/N en fonction de x pour $y = 5$ km et la figure 4.11d, pour $y = 15$ km. Dans le premier cas, les fréquences sont bien distinctes de la fréquence de McNider, de façon cohérente avec les résultats précédents, et centrée sur une valeur moyenne égale à $0.8N$. Dans le second, la fréquence des ondes est très similaire. Elle est alors plus proche de la fréquence de McNider ($\omega_{macNider} = N.sin\alpha$) puisque $sin\alpha \approx 0.7$.

Ainsi, on constate que la fréquence des ondes ne coïncide pas avec la fréquence de MacNider qui caracterise les oscillations du vent catabatique. En revanche, cette fréquence reste dans la gamme $[0.7N, 0.95N]$ *quelle que soit la position dans la vallée.*

4 Etude de sensibilité

Dans cette section, nous examinons l'influence de certains paramètres ayant un rôle déterminant dans la dynamique de la CLA stable. En particulier, nous portons l'analyse sur l'influence de la température du sol, de la stratification thermique de l'atmosphère et enfin de la forme de la topographie.

4.1 Influence de la température de sol

Si le taux de refroidissement du sol est plus intense, la dynamique précédemment décrite doit se mettre en place plus rapidement. On s'attend donc à ce que le vent catabatique et le champ d'ondes internes apparaissent plus tôt dans les simulations.

Dans notre configuration, il est difficile d'augmenter le taux de refroidissement du sol sans changer toute la dynamique (ce dernier est en effet calculé à l'aide de l'équation 3.11, lui imposer une valeur constante modifierait donc l'évolution temporelle spécifique des cas précédents). En revanche, il est plus simple d'agir directement sur le taux de refroidissement de l'air, qui dépend essentiellement du flux de chaleur sensible provenant du sol. On s'attend là encore à ce qu'une augmentation de ce taux de refroidissement de l'air accélère la mise en route de la dynamique.

Pour vérifier cette assertion, nous augmentons artificiellement le taux de refroidissement de l'air en initialisant le modèle de sol avec une température plus faible que celle de l'air. La simulation correspondante est la simulation $S5$ du tableau 4.2, dans laquelle $T_s = T_a - 3K$ et $T_2 = T_a - 5K$. De cette façon, le flux de chaleur sensible est intensifié et l'atmosphere se refroidit plus rapidement.

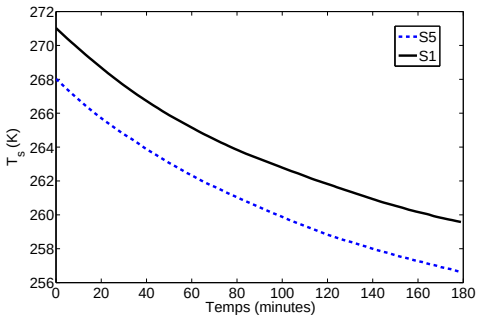
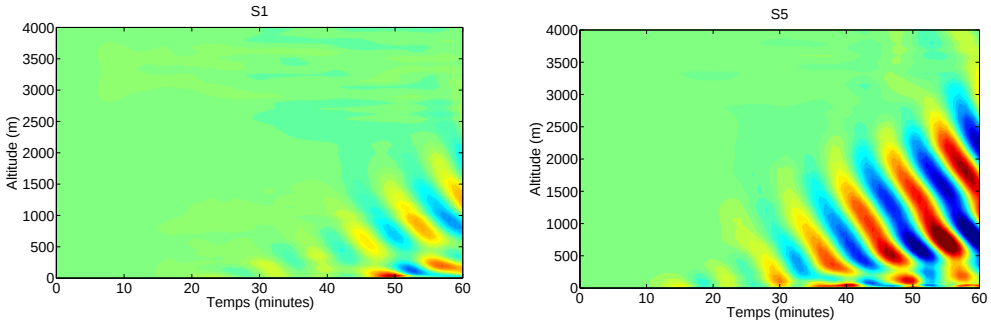


FIG. 4.12 – Evolution temporelle de la température de surface du sol pour la simulation $S1$ (noir) et $S5$ (bleu).

Nous comparons ainsi les simulations $S1$ et $S5$. La figure 4.12 montre que le taux de refroidissement *du sol* de surface est environ le même dans les deux configurations mais le sol est environ toujours $3K$ plus froid dans $S5$ que dans $S1$. En conséquence, le taux de refroidissement de l'atmosphère (lié à H) est un peu plus fort dans $S5$ que dans $S1$. Les effets dynamiques sont également intensifiés, et donc la réponse dynamique de l'atmosphère apparaît plus rapidement et est également un peu plus forte mais qualitativement identique dans les deux situations. Ce résultat est bien

illustré par la figure 4.13 qui montre les diagrammes de Hovmöller (z,t) de la vitesse verticale (pour $x = -0.6$km et $y = 15$km) pour les deux simulations.



(a) (b)

FIG. 4.13 – (a) : Diagramme de Hovmoller (z,t) de w dans la simulation $S1$. (b) : Idem dans la simulation $S5$

Cette figure montre que le système d'ondes internes apparaît $15-20$ minutes plus tôt dans la simulation $S5$. Les résultats issus de $S5$ sont très similaires à une translation temporelle des résultats de $S1$. Ainsi, $S5$ décrit bien la situation dynamique nocturne qui apparaît un peu plus tard dans la simulation $S1$.

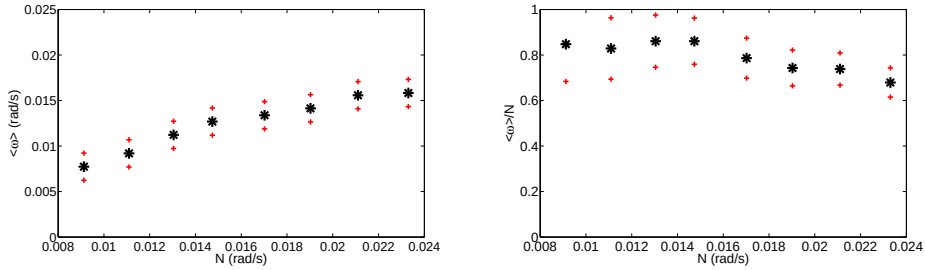
Afin de réduire les coûts de calcul, toutes les simulations du tableau 4.2 (à l'exception de $S1$) sont faites avec $T_s = T_a - 3K$ et $T_2 = T_a - 5K$.

4.2 Influence de la stratification thermique

Pour évaluer l'influence de la stratification thermique, nous effectuons 8 simulations (S2 à S9, voir tableau 4.2) avec différentes valeurs de la fréquence de Brunt-Väisälä, variant entre 9.10^{-3} rad/s et $2.3.10^{-2}$ rad/s.

En accord avec les résultats de la figure 4.11b, on trouve que la fréquence des ondes est indépendante de l'inclinaison de la pente (ou de manière équivalente, indépendante de y) dans toutes les simulations, et quasiment constante dans tout l'espace. On calcule alors la moyenne spatiale de ω. On supprime ainsi la variabilité spatiale de cette fréquence. L'incertitude résiduelle sur l'évaluation de cette fréquence provient donc de la longueur de l'échantillonage temporel (les simulations durent 3 heures seulement) ce qui fournit une incertitude d'environ $1.5.10^{-3}$ rad/s. Cette valeur moyenne, qu'on notera $\langle\omega\rangle$, et les incertitudes correspondantes, sont tracées en fonction de N sur la figure 4.14a. Cette figure montre que $\langle\omega\rangle$ augmente avec N, de manière cohérente avec les résultats précédents.

Le rapport $\langle\omega\rangle/N$ est tracé en fonction de N sur la figure 4.14b. Cette figure confirme les résultats de l'étude détaillée de la section 3.3, à savoir que la fréquence des ondes est comprise entre $0.7N$ and $0.95N$. Cependant, elle montre aussi que le rapport $\langle\omega\rangle/N$ est constant et d'environ 0.8 pour les faibles valeurs de la stratification atmosphérique, et semble décroître légèrement lorsque N croît, pour les valeurs de stratification plus fortes. D'autres travaux seraient requis pour expliquer dans le



(a) (b)

FIG. 4.14 – (a) * : $\langle\omega\rangle$ en fonction de N. + : Incertitudes sur la valeur tracée. (b) * : $\langle\omega\rangle/N$ en fonction de N. + : Incertitudes sur la valeur tracée.

détail ce comportement.

4.3 Influence de la topographie

Il se trouve que pour la topographie $T1$ utilisée dans les simulations $S1$ à $S9$, la valeur la plus élevée de l'inclinaison des pentes est de 44^o (atteinte dans la partie Nord de la vallée) de telle sorte que $sin\alpha \approx 0.7$ et est donc proche de 0.8 qui coincide avec le rapport $< \omega > /N$ trouvé pour le champ d'ondes internes. Ainsi, la fréquence des ondes est par hasard peu éloignée de la fréquence des oscillations du vent catabatique *dans la région la plus escarpée* alors que ces deux fréquences prennent des valeurs très distinctes partout ailleurs. Pour vérifier que ces 2 fréquences sont bien indépendantes (comme semble le montrer la figure 4.11b), une simulation avec une autre topographie ($T2$) est effectuée (la simulation $S10$ du tableau 4.2). Les principales différences entre $T1$ et $T2$ sont que, dans $T2$:

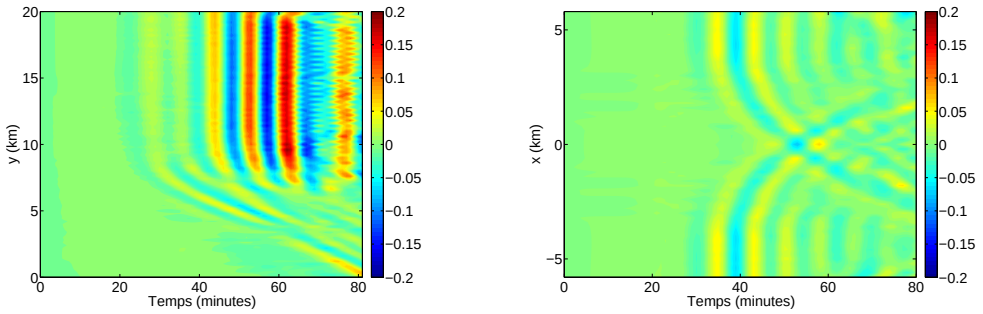
1. La partie supérieure de la vallée est complètement bidimensionnelle.
2. L'inclinaison maximale des pentes est de 30^o au lieu de 44^o, de telle sorte que $\omega_{MacNider}/N$ est, au plus, égal à 0.5.
3. Les sommets culminent à 1000 m au lieu de 1700 m.
4. Les pentes longitudinales sont plus raides et aboutissent sur la plaine.

Un diagramme de Hovmöller (y,t) est tracée sur la figure 4.15a. Il montre que le champ d'ondes est très fortement et clairement bidimensionnel dans la partie haute de la vallée (pour $y > 8$ km), en accord avec la géométrie de la topographie. Ainsi, de même qu'avec la topographie $T1$, pour $y > 8$ km, $k_y = 0$ et il n'y a donc aucune propagation d'ondes dans la direction y de l'axe de la vallée, dans cette zone.

Avec cette topographie, les pentes longitudinales atteignent une inclinaison maximale d'environ 25^o. Des vents catabatiques prennent alors naissance sur ces pentes et induisent également une émission d'ondes internes. Le diagramme de Hovmöller (x,t) de la figure 4.15b (situé dans un point de la plaine au bas d'une des pentes longitudinales) montre que les ondes sont émises depuis ces pentes longitudinales et

se propagent le long de y. Comme l'impose la géométrie de la vallée, pour $|x| > 3km$ il n'y a pas propagation de ces ondes selon x.

Dans la partie centrale de la plaine ($|x| < 3km$ et $y < 8km$), la structure des ondes est la combinaison des deux systèmes d'ondes émis par les pentes longitudinales et par les pentes transverses[3].



(a) (b)

FIG. 4.15 – (a) Diagramme de Hovmöller (y, t) pour w au point $x = -0.6$ km et à 800 m d'altitude. (b) Diagramme de Hovmöller (x, t) pour w dans la plaine au point $y = 5$ km et à 800 m d'altitude.

Un spectre temporel de la composante catabatique de la vitesse près du sol fournit la figure 4.16a et montre que dans le courant catabatique, les oscillations possèdent toujours la fréquence de MacNider, qui vaut ici 0.006 rad/s pour un angle de 26^o, le rapport $\omega_{MacNider}/N$ étant alors proche de 0.5. Cependant, le spectre temporel de la composante verticale du vent (w) à l'altitude de 4000m (cf figure 4.16b) présente un pic à la fréquence de 0.0012 rad/s qui est toujours égale à $0.8N$. Cette fois, pourtant, la différence relative entre $\omega_{MacNider}$ et la fréquence des ondes est grande (environ 45%), et on peut donc conclure que la fréquence des ondes internes est distincte de celles des oscillations du vent catabatique (donnée par l'équation (4.1)) partout dans la vallée.

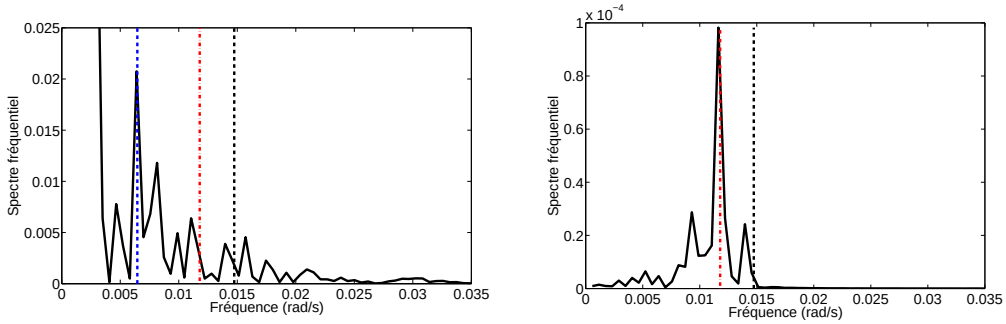
La fréquence des ondes internes présente la même variabilité en espace dans $S10$ que dans $S1$. On peut donc conclure que la relation de dispersion de l'équation (4.3) est valable dans toutes les situations.

$$\omega = a.N \tag{4.3}$$

$$\text{avec } 0.7 < a < 0.95$$

La constante a est alors indépendante de la topographie. Le fait de retrouver cette même relation dans les configurations $S1$ et $S10$ montre que la fréquence observée ne dépend pas de la pente de la topographie, ni même de la forme générale de la topographie.

[3] Notons qu'il est très difficile de dire si la structure observée est plus du à l'émission depuis les pentes longitudinales ou transerves. Les deux systèmes possèdent néanmoins les mêmes caractéristiques dynamiques.



(a) (b)

FIG. 4.16 – (a) Spectre en fréquence du vent catabatique u_s ($x = -1.2$ km, $y = 15$ km, $z = 12.5$m AGL). Ligne pointillée bleue : $\omega_{MacNider}$ pour $\alpha = 26^o$. (b) Spectre en fréquence de w du champ d'ondes internes ($x = -1.2$ km, $y = 15$ km, $z = 4000$ m).
Dans les deux figures, la ligne rouge représente $0.8N$ et la ligne noire, N.

Discussion et Conclusion

Le but de cette analyse était d'étendre et de revisiter l'étude préliminaire effectuée par [Chemel *et al.*, 2009] concernant l'émission d'ondes internes par un courant catabatique. L'étude de [Chemel *et al.*, 2009] se focalisait sur la caractérisation des oscillations dans le vent catabatique et dans le champ d'ondes internes. Une simulation unique avait été considérée.

La présente étude confirme que deux systèmes oscillants coexistent au sein de la CLA de la vallée, le premier étant caractéristique d'oscillations temporelles dans le vent catabatique qui se développe près des parois (cf [McNider, 1982]) et le second correspondant à des ondes de gravité internes à une fréquence proche de $0.8N$. Elle analyse également la génération et la chronologie de l'émission d'ondes internes ainsi que la structure spatiale du champ d'ondes. Les ondes se forment alors en premier lieu au niveau de la zone de front entre les deux courants catabatiques, en fond de vallée, ce qui s'accorde qualitativement avec les résultats expérimentaux de [Hazewinkel, 2007] qui montrent une émission d'ondes par le front d'un courant de gravité. Les ondes se forment ensuite tout au long de la pente et se propagent essentiellement dans un plan perpendiculaire à l'axe de la vallée.

La variabilité spatiale de la fréquence des ondes est examinée et prouve que la fréquence des ondes est approximativement constante dans toute la CLA de la vallée. L'analyse montre que la fréquence de ces ondes est indépendante de celle prédite par [McNider, 1982] caractérisant les oscillations temporelles du vent catabatique, ce qui est inattendu. Ainsi, la fréquence des instationnarités du vent n'est pas imposée aux ondes. Au contraire, les ondes internes semblent osciller à une fréquence indépendante de la topographie et notamment indépendamment de l'inclinaison des pentes (des simulations avec deux vallées idéalisées de formes générales différentes confirment bien ce résultat). Elle est alors comprise entre $0.7N$ et $0.95N$.

L'étude de 8 simulations avec des stratifications thermiques différentes permet de retrouver cette tendance et de confirmer que la fréquence dominante des ondes internes est en moyenne de $\omega \approx 0.8N$ quelle que soit la valeur de N sur une gamme caractéristique des valeurs typiques de l'atmosphère réelle.

Notons que ce résultat est analogue à ceux trouvés expérimentalement par [Linden, 1975], [Dohan et Sutherland, 2003], ou [Sutherland et Linden, 1998] dans des configurations d'ondes internes générées par de la turbulence stratifiée ; ou bien encore à ceux de [Flynn et Sutherland, 2004], [Wu, 1969], et [Aguilar et Sutherland, 2006] pour des ondes internes générées par l'intrusion d'un courant de gravité dans un milieu stable ou pour des ondes topographiques. Dans toutes ces expériences, il est trouvé que les ondes possèdent une fréquence indépendante du mécanisme d'excitation (et notamment de sa fréquence propre) comme le montre la figure 4.17. Le ratio entre la fréquence des ondes et la fréquence de Brunt-Vaisala est alors approximativement constante (cf tableau 4.3).

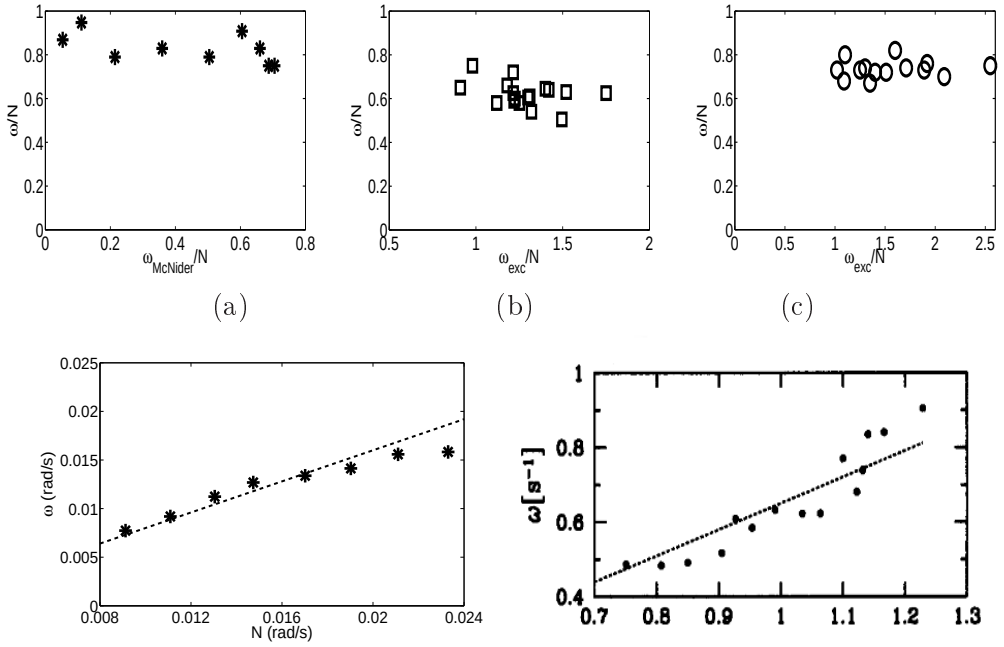


FIG. 4.17 – Evolution de ω/N des ondes en fonction de ω_{exc}/N de la période du mécanisme d'excitation dans (a) la présente étude (b) l'étude de [Flynn et Sutherland, 2004] (c) l'étude de [Aguilar et Sutherland, 2006]. ω/N est à peu près constant égal à 0.8 dans (a), 0.6 dans (b) et 0.73 dans (c).
Evolution de ω en fonction de N dans (d) la présente étude. (e) l'étude de [Dohan et Sutherland, 2003]. La droite pointillée représente $0.8N$ dans (a) et $0.71N$ dans (b).

Ce résultat peut alors être mis en regard des travaux théoriques de [Voisin, 2007]. [Voisin, 2007] a en effet montré que la puissance des ondes émises par une sphère

ETUDE	TYPE D'ECOULEMENT	ω/N
[Wu, 1969]	Courant de gravité	0.8
[Linden, 1975]	Turbulence stratifiée	0.57
[Sutherland et Linden, 1998]	Turbulence stratifiée	0.56 - 0.7
[Dohan et Sutherland, 2003]	Turbulence stratifiée	0.57 - 0.74
[Flynn et Sutherland, 2004]	Courant de gravité	0.44 - 0.75
[Aguilar et Sutherland, 2006]	Ondes topographiques	0.67 - 0.79
Présente étude ([Largeron *et al.*, 2010a])	**Courant catabatique**	0.7 - 0.95

TAB. 4.3 – Ratio ω/N pour différentes études de génération d'ondes de gravité. Toutes montrent un ratio presque constant et indépendant du mécanisme d'excitation.

ou un cylindre oscillant dans un fluide stablement stratifié est maximale pour une fréquence d'oscillation proche de $0.8N$.

Dans le cas d'une émission par un vent catabatique, il semble que le système cherche à maximiser le flux énergétique fourni par le vent au champ d'ondes, ce qui favorise donc l'émergence d'ondes ayant une fréquence particulière et uniquement dépendante de la stratification (et pas des caractéristiques turbulentes ou géométriques de la source de perturbation qui leur donne naissance). Puisque l'existence même du vent catabatique est liée à une transition du système atmosphérique thermodynamiquement perturbé par le refroidissement radiatif du sol, il semble cohérent que le système s'oriente vers un retour à l'équilibre en minimisant son énergie potentielle. Dans le cas où l'atmosphère est stable, l'énergie potentielle excédentaire peut alors être transformée de deux manières :

1. Une part est transformée en énergie cinétique et cause le mouvement de descente du vent catabatique,
2. Une autre part (aussi grande que possible, afin de minimiser l'énergie potentielle du vent catabatique) est transférée au champ d'ondes internes, qui possèdent alors les caractéristiques d'un champ de puissance maximale, et notamment la fréquence correspondante.

De plus amples investigations, notamment énergétiques, seraient nécessaires pour confirmer ces hypothèses et pour déterminer la cause physique exacte de la génération d'ondes (instabilités de cisaillement au sommet de la couche catabatique, turbulence du vent catabatique...).

Chapitre 5

Quantification du mélange turbulent dans les vents catabatiques

Sommaire

Introduction **80**
1 Mélange turbulent : considérations théoriques **81**
1.1 Flux de chaleur diapycnal 81
1.2 Coefficient de mélange turbulent 83
1.3 Nombre de Cox 85
1.4 Diffusivité sous-maille 86
2 Méthodologie **86**
2.1 Interpolation sur une grille cartésienne homogène 86
2.2 Algorithme de tri adiabatique des particules 87
2.3 Sélection d'un sous-domaine 88
3 Structure dynamique et turbulente du vent catabatique . . **89**
3.1 Dynamique 89
3.2 Turbulence 91
3.3 Instabilités 91
4 Quantification du mélange turbulent **91**
4.1 Calcul de la diffusivité turbulente 92
4.2 Variation temporelle de la diffusivité 92
4.3 Variation de la diffusivité avec la stabilité 93
4.4 Variation de la diffusivité avec le nombre de Froude 95
5 Modèlisation de la diffusivité **96**
5.1 Modèle empirique 96
5.2 Modèle semi-analytique 98
5.3 Influence du modèle sous-maille 100
Discussion et Conclusion **101**

Ce chapitre fait l'objet d'un article publié dans le journal *Meteorologische Zeitschrift* (cf [Largeron *et al.*, 2010b]).

Introduction

Dans ce chapitre, on poursuit l'analyse du chapitre 4, en se focalisant sur l'étude des vents catabatiques. Ces courants sont connus pour développer de la turbulence dans les zones de cisaillement [Baines, 2005], [Smith et Skyllingstad, 2005].

Après de multiples études analytiques ([Prandtl, 1942, Defant, 1949, Fleagle, 1950, Ball, 1956, Petkovsek et Hocevar, 1971, Manins et Sawford, 1979, McNider, 1982, Mahrt, 1982]) ou numériques ([Smith et Skyllingstad, 2005, Zhong et Whiteman, 2008, Axelsen et van Dop, 2009a, Fedorovich et Shapiro, 2009, Cuxart *et al.*, 2007, Martínez et Cuxart, 2007, Trachte *et al.*, 2010] décrivant les propriétés dynamiques fondamentales des vents catabatiques, les travaux scientifiques des dernières années se sont attachés à évaluer leurs propriétés dynamiques plus complexes, comme les flux turbulents et les moments d'ordre 2 ou supérieurs (par ex. [Monti *et al.*, 2002, De Franceschi *et al.*, 2009]). La définition et l'amélioration des schémas de paramétrisation des écoulements catabatiques dans les modèles opérationnels étaient alors les motivations principales de ce type de travail, puisque ceux-ci semblent crucialement faire défaut, comme souligné par [Rotach et Zardi, 2007] dans leur analyse des résultats clés de la campagne *Mesoscale Alpine Program (MAP)*. Le développement de telles paramétrisations est en effet basé sur une compréhension poussée des propriétés de mélange de la chaleur et de la quantité de mouvement.

Dans ce contexte, l'objectif du présent chapitre est d'analyser et de modéliser les propriétés de mélange d'un vent catabatique turbulent, en caractérisant une diffusivité turbulente dans les basses couches au dessus des pentes de la vallée idéalisée ($T1$) présentée dans le chapitre 4. Les ondes internes alors émises par le vent catabatique (cf [van Gorsel *et al.*, 2004, Chemel *et al.*, 2009, Largeron *et al.*, 2010a] et chapitre 4) ne sont pas une source de turbulence significative lorsque le gradient de température potentielle est constant puisque les ondes se propagent alors vers le haut et quittent l'atmosphère confinée de la vallée (il n'y a donc pas d'effet de piégeage pouvant induire des déferlements et de forts effets non linéaires). La principale source de turbulence vient donc du vent catabatique, ce qui représente bien ce qui se passe fréquemment dans la CLA d'une vallée réelle en période hivernale, lorsque la CLA est découplée de la troposphère libre et que les vents de vallées sont peu intenses. Nous considérerons ce type de situation dans le présent chapitre et basons l'étude sur les simulations LES réalisées avec ARPS et présentées à la section 2 du chapitre 4.

Dans la section 1, on dérive une expression pour la diffusivité turbulente dans le cas d'une simulation de type LES, selon le modèle de [Winters *et al.*, 1995] et [Winters et D'Asaro, 1996]. La méthodologie employée pour évaluer le mélange turbulent est explicitée dans la section 2. Dans la section 3, une description générale du vent catabatique viendra compléter celle faite au chapitre précédent (notamment sur les aspects de l'instabilité). La section 4 présente les résultats quantificatifs obtenus pour la diffusivité turbulente du vent catabatique et un modèle expliquant ses variations avec la stabilité atmosphérique est présenté dans la section 5. Enfin, une discussion des résultats vient conclure le chapitre.

1 Mélange turbulent : considérations théoriques

1.1 Flux de chaleur diapycnal

Le mélange résulte de processus diffusifs, qui sont grandement augmentés par les mouvements turbulents. Ces processus se produisent au travers d'un flux de chaleur diffusif qui peut être calculé notamment en effectuant une moyenne (temporelle ou spatiale) du flux de chaleur advecté verticalement $\overline{w'\theta'}$ (cf [Toole, 1998, Monti *et al.*, 2002]). Dans cette méthode classique, la contribution adiabatique des mouvements (purement advective) est filtrée par la procédure de moyenne puisqu'ils ne contribuent pas au mélange. Seule demeure donc la contribution diabatique, associée aux phénomènes diffusifs. Cette méthode fournit ainsi une estimation du flux de chaleur diffusif, que l'on peut ensuite relier au gradient moyen de température par l'intermédiaire d'un coefficient de mélange turbulent (ou diffusivité turbulente) κ_t. Quand le fluide est incompressible, le flux de chaleur diffusif peut en fait être calculé de façon exacte, comme l'ont montré les travaux de [Winters *et al.*, 1995] et [Winters et D'Asaro, 1996]. Ces travaux se basent ainsi sur la double équivalence entre diffusion et effets diabatiques, et advection et effets adiabatiques.

Dans le cas présent d'un vent catabatique le long d'une pente, le mélange (que l'on peut définir comme la variation du champ de température potentielle due aux effets diffusifs) résulte à la fois des mouvements turbulents et du processus de refroidissement (cette définition est consistante avec le calcul du coefficient de mélange effectué à partir de mesures in situ dans les basses couches des vents catabatiques réalisées par exemple par [Monti *et al.*, 2002]). Comme les effets compressibles peuvent être négligés dans notre cas (cf paragraphe 2), la méthode de [Winters *et al.*, 1995] et [Winters et D'Asaro, 1996] peut être utilisée pour évaluer le flux de chaleur diffusif.

Dans la suite, nous modifions légèrement l'analyse de [Winters et D'Asaro, 1996] qui aboutit a une expression exacte du flux de chaleur diffusif afin de tenir compte du contexte particulier de la LES et de sa diffusion sous-maille anisotrope.

Le flux de chaleur au travers des isentropes (ie, iso-θ) s'exprime comme $\overrightarrow{J} = \kappa\overrightarrow{\nabla}\theta$. Pour exprimer la moyenne de ce flux au travers d'une isentrope de surface S

(d'aire A), on peut donc écrire :

$$\phi_d = \frac{1}{A}\int_S \kappa \overrightarrow{\nabla}\theta.\overrightarrow{n}\,dS \tag{5.1}$$

où $\overrightarrow{n}$ est la normale locale à l'isotherme et κ représente un coefficient de diffusion (qui peut être une diffusion moléculaire ou sous-maille, cf plus loin). Le flux ϕ_d (diapycnal) ainsi défini est le flux total du scalaire θ à travers la surface iso-θ.

Le point clé de la méthode de [Winters et D'Asaro, 1996] est alors d'introduire la fonction $z_*(\overrightarrow{x},t)$, correspondant à l'altitude d'équilibre d'une particule se trouvant à la position $\overrightarrow{x} = (x,y,z)$ à l'instant t, dans le sens suivant : Si l'écoulement à un instant t était virtuellement instantanément ramené à l'équilibre adiabatique, l'altitude $z_*(\overrightarrow{x},t)$ correspondrait alors à l'altitude de la particule se situant à la position $\overrightarrow{x} = (x,y,z)$ à l'instant t dans l'écoulement réel. Ainsi défini, z_* est donc constant sur une iso-θ. Dans l'état d'équilibre virtuel, les isentropes sont alors des plans horizontaux et le champ de température potentielle est une fonction de $z*$ et t uniquement.

Cette astuce permet donc de s'affranchir de la détermination de la géométrie de la surface des iso-θ. [Winters et D'Asaro, 1996] montrent alors que le flux ϕ_d peut s'écrire :

$$\phi_d = -<\kappa|\overrightarrow{\nabla}\theta|^2>_{z_*}\frac{dz_*}{d\theta} \tag{5.2}$$

où $<>_{z_*}$ correspond à une moyenne sur une isentrope et $\theta(z_*,t)$ est la température potentielle dans l'état d'équilibre virtuel.

Lorsque κ est un scalaire, ce qui est le cas s'il représente la diffusivité moléculaire du fluide, alors on peut le sortir de la moyenne sur z_* et on obtient l'expression dérivée par [Winters et D'Asaro, 1996] pour l'estimation du flux de chaleur diapycnal.

$$\phi_d = -\kappa<|\overrightarrow{\nabla}\theta|^2>_{z_*}\frac{dz_*}{d\theta} \tag{5.3}$$

Dans un code LES, l'opérateur de diffusion implique en revanche une *diffusivité sous-maille* qui n'est pas constante dans l'espace ni dans le temps. Il est donc nécessaire d'adapter l'expression 5.2. Dans un code LES, une partie de l'écoulement (invoquant les échelles les plus fines) est paramétrisée dans le modèle sous-maille tandis que la partie correspondant aux grandes échelles est explicitement résolue. Les champs résolus sont alors obtenus par application d'un opérateur de filtrage aux équations. On les notera avec un tilde (ex : $\tilde{\theta}$). La paramétrisation des mouvements aux petites échelles consiste alors à modéliser le mélange de chaleur et de quantité de mouvement associé à ces échelles au travers d'une *diffusivité (ou d'une viscosité) sous-maille*. D'une manière générale, ces diffusivités sont instationnaires, inhomogènes et anisotropes. κ n'est alors plus un simple scalaire mais est une fonction vectorielle sur $\mathbb{R}^3$ (ie à la fois une fonction de (x,y,z) et une fonction à valeur vectorielle qu'on note alors $\overrightarrow{\kappa}$). L'expression du flux de chaleur par unité de surface ne s'écrit alors plus simplement $\overrightarrow{J} = \kappa\overrightarrow{\nabla}\theta$ mais $\overrightarrow{J} = (\kappa_x\partial_x\theta, \kappa_y\partial_y\theta, \kappa_z\partial_z\theta)$.

Il perd alors la propriété particulière d'être orthogonal à l'isotherme (celà dépend des valeurs de κ_x, κ_y et κ_z) et la démonstration de [Winters et D'Asaro, 1996] ne s'applique plus. On a alors :

$$\begin{aligned}\phi_d &= \frac{1}{A}\int_S \overrightarrow{J}.\overrightarrow{n}\,dS \\ &= \lim_{\Delta\theta\to 0}\frac{1}{A\Delta z_*}\int_S \overrightarrow{J}.\overrightarrow{n}\frac{\Delta\theta}{\Delta n}\frac{\Delta z_*}{\Delta\theta}\Delta n dS \\ &= \lim_{\Delta\theta\to 0} -\frac{1}{\Delta V}\int_{\Delta V} \overrightarrow{J}.\overrightarrow{n}\frac{\Delta\theta}{\Delta n}\frac{\Delta z_*}{\Delta\theta}dV \\ &= \lim_{\Delta\theta\to 0} - < \overrightarrow{J}.\overrightarrow{n}\frac{\Delta\theta}{\Delta n}\frac{\Delta z_*}{\Delta\theta} >_{\Delta V}\end{aligned}$$

Ce qui donne :

$$\phi_d = - < \overrightarrow{J}.\overrightarrow{n}|\overrightarrow{\nabla}\theta| >_{z_*} \frac{dz_*}{d\theta} \tag{5.4}$$

$\overrightarrow{n}$ étant la normale à l'isopycne, on peut écrire que $\overrightarrow{n} = \frac{\overrightarrow{\nabla}\theta}{|\overrightarrow{\nabla}\theta|}$. Ainsi,

$$\begin{aligned}\overrightarrow{J}.\overrightarrow{n} &= \overrightarrow{J}.\frac{\overrightarrow{\nabla}\theta}{|\overrightarrow{\nabla}\theta|} \\ &= \frac{1}{|\overrightarrow{\nabla}\theta|}\left(\kappa_x\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2 + \kappa_y\left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2 + \kappa_z\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^2\right)\end{aligned}$$

et donc,

$$\phi_d = -\frac{< \kappa_x\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2 + \kappa_y\left(\frac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2 + \kappa_z\left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)^2 >_{z_*}}{\frac{d\theta}{dz_*}} \tag{5.5}$$

Dans cette expression, notons que κ_x, κ_y et κ_z sont des fonctions de (x, y, z).

Très fréquemment, les modèles sous-mailles supposent toutefois une isotropie horizontale, ce qui revient à supposer $\kappa_x = \kappa_y \equiv \kappa_h$ et $\kappa_z \equiv \kappa_v$.

$$\phi_{d_{LES}} = -\frac{< \kappa_h|\nabla_h\tilde{\theta}|^2 + \kappa_v(\partial_z\tilde{\theta})^2 >_{z_*}}{\partial\tilde{\theta}/\partial z_*}, \tag{5.6}$$

où $|\nabla_h\tilde{\theta}|^2 = (\partial_x\tilde{\theta})^2 + (\partial_y\tilde{\theta})^2$. Dans la suite, nous utiliserons cette expression.

1.2 Coefficient de mélange turbulent

Le flux de chaleur ϕ_d ainsi obtenu est plus élevé que le flux de diffusion moléculaire qu'il existerait en l'absence de turbulence. Pour exprimer ce flux de chaleur turbulent en fonction de quantité moyenne, comme le gradient de température moyenne ; on peut utiliser une approche analogue au formalisme utilisé pour la

diffusion moléculaire (aussi appelée condution de la chaleur dans cette situation) en écrivant :

$$\phi_d = -\kappa_t \frac{d\theta}{dz_*} \tag{5.7}$$

où la variable κ_t correspond ainsi à un coefficient de diffusion turbulente, analogue au coefficient de diffusion moléculaire κ mais ayant une valeur plus élevée que celui-ci, de par la nature de la turbulence qui engendre des flux plus élevés. Cela se visualise dans l'équation 5.3 : en l'absence de turbulence, $|\overrightarrow{\nabla}\theta| = \dfrac{d\theta}{dz} = \dfrac{d\theta}{dz_*}$, donc $\phi_d = \phi_{lam}$ s'écrit :

$$\begin{aligned}
\phi_{lam} &= -\kappa \frac{dz_*}{d\theta} < \left(\frac{d\theta}{dz_*}\right)^2 >_{z_*} \\
&= -\kappa \frac{dz_*}{d\theta} \left(\frac{d\theta}{dz_*}\right)^2 \\
&= -\kappa \frac{d\theta}{dz_*}
\end{aligned}$$

ainsi, comme la turbulence augmente les gradients isopycnaux de température (les particules sont d'autant plus déplacées de leur position d'équilibre que l'écoulement est turbulent), $\phi_d > \phi_{lam}$, et donc $\kappa_t > \kappa$.

D'après les expressions 5.7 et 5.2, le coefficient de diffusion turbulente peut donc s'écrire :

$$\kappa_t = -\phi_d \frac{dz_*}{d\theta} \tag{5.8}$$

$$= \frac{< \kappa |\overrightarrow{\nabla}\theta|^2 >_{z_*}}{\left(\dfrac{d\theta}{dz_*}\right)^2} \tag{5.9}$$

Si κ est une variable scalaire (ie si il représente la diffusivité moléculaire), on a alors l'expression de [Winters et D'Asaro, 1996] :

$$\kappa_t = \kappa \frac{< |\overrightarrow{\nabla}\theta|^2 >_{z_*}}{\left(\dfrac{d\theta}{dz_*}\right)^2} \tag{5.10}$$

Si κ est une fonction vectorielle sur $\mathbb{R}^3$ (diffusivité sous-maille), alors l'expression 5.9 s'écrit :

$$\kappa_t = -\frac{< \kappa_x \left(\dfrac{\partial\theta}{\partial x}\right)^2 + \kappa_y \left(\dfrac{\partial\theta}{\partial y}\right)^2 + \kappa_z \left(\dfrac{\partial\theta}{\partial z}\right)^2 >_{z_*}}{\left(\dfrac{d\theta}{dz_*}\right)^2} \tag{5.11}$$

Dans le cas d'un modèle LES horizontalement isotrope, on écrira :

$$\kappa_{t_{LES}} = \frac{< \kappa_h |\nabla_h \tilde{\theta}|^2 + \kappa_v \left(\partial_z \tilde{\theta}\right)^2 >_{z_*}}{\left(\partial \tilde{\theta}/\partial z_*\right)^2}. \tag{5.12}$$

1.3 Nombre de Cox

1.3.1 Un estimateur du taux de turbulence

On peut alors quantifier l'intensité de mélange de la turbulence en mesurant le rapport entre diffusivité turbulente et diffusivité moléculaire. Ce rapport est classiquement appelé *nombre de Cox* et s'écrit :

$$Cox = \frac{\kappa_t}{\kappa} = \frac{< |\overrightarrow{\nabla}\theta|^2 >_{z_*}}{\left(\frac{d\theta}{dz_*}\right)^2} \tag{5.13}$$

Il estime dans quelle proportion le mélange est augmenté dans un écoulement turbulent par rapport au même écoulement en l'absence de turbulence.

1.3.2 Un estimateur du taux de turbulence *résolue*

Dans le cas d'un code LES, seule une partie de la turbulence est explicitement résolue. L'extension du formalisme précedent permet donc d'estimer la proportion de turbulence *résolue* par le code. On caractérise ainsi l'intensité du mélange par rapport au même écoulement en l'absence de turbulence à une échelle supérieure à celle de la maille. Dans une situation où seule la diffusion "sous-maille" agit et où aucun mélange ne se produit à des échelles supérieures à celle de la maille, une interface diffuserait le long de la verticale selon le coefficient de mélange κ_v et non pas selon le coefficient de diffusivité moléculaire du fluide. Ainsi, pour estimer dans quelle proportion le mélange est augmenté par le calcul explicite de la turbulence aux échelles résolues, on peut considérer le nombre R_v, analogue au nombre de Cox :

$$R_v = \frac{\kappa_{t_{LES}}}{\kappa_v} = -\frac{< \kappa_h |\nabla_h \tilde{\theta}|^2 + \kappa_v \left(\partial_z \tilde{\theta}\right)^2 >_{z_*}}{\kappa_v \left(\frac{d\tilde{\theta}}{dz_*}\right)^2} \tag{5.14}$$

1.3.3 Nombres adimensionnels

Trois paramètres adimensionnels peuvent ainsi être quantifiés dans une simulation LES :

1. Le nombre de Cox *absolu* :

$$Cox_{abs} = \frac{\kappa_{t_{LES}}}{\kappa} \tag{5.15}$$

qui représente la proportion d'augmentation du mélange entre l'écoulement obtenu numériquement et une situation sans aucune turbulence diffusant à la diffusivité moléculaire κ.

2. Le nombre de Cox *sous-maille* :

$$Cox_{SGS} = \frac{\kappa_v}{\kappa} \tag{5.16}$$

3. Le ratio R_v de l'équation 5.14 qui est analogue au nombre de Cox sans en être un puisqu'il ne caractérise pas l'état de turbulence par rapport à une situation laminaire mais quantifie la proportion de mélange "résolu" dans une simulation numérique. R_v s'exprime ainsi par le rapport des deux nombres de Cox précédent :

$$R_v = \frac{Cox_{abs}}{Cox_{SGS}} = \frac{\kappa_{t_{LES}}}{\kappa_v} \tag{5.17}$$

1.4 Diffusivité sous-maille

Le schéma de fermeture utilisé ici est le schéma TKE 1.5 décrit dans la section 2.2.1 (chapitre 3).
On rappelle que la diffusivité turbulente est calculée à partir de la viscosité turbulente, elle même prescrite selon le modèle de [Deardorff, 1980] : $\nu_t = C_m E^{1/2} l$ où E est l'énergie cinétique turbulente et l l'échelle de longueur de mélange.

2 Méthodologie

La configuration numérique utilisée est identique à celle du chapitre 4 (cf section 1).

2.1 Interpolation sur une grille cartésienne homogène

Le code ARPS est un code méso-échelle utilisant le classique "terrain-following coordinate system". Cela signifie que le maillage de l'espace n'est pas cartésien mais qu'il s'adapte à la forme de la topographie. Les lignes de niveaux ne sont donc pas horizontales mais parallèles à la topographie au niveau du sol. Puis elles subissent un "stretching" en tangente hyberbolique suivant la verticale. Notons que ce "stretching" est non horizontalement homogène de façon à ce que les lignes de niveaux soient à nouveau horizontales à une certaine altitude précisée par l'utilisateur (fixée à 5000 m dans nos simulations). Le maillage horizontal est quant à lui régulier. Ainsi, les courbes de niveaux dans le "terrain-following coordinate system" ont l'allure de la figure 5.1a.

Pour évaluer la diffusivité turbulente (cf equation 5.12), il est nécessaire de calculer les dérivées partielles de la température potentielle. Avec le système de coordonnées précédent, il est clair que les dérivées partielles suivant les lignes de niveaux ne sont pas assimilables aux dérivées partielles horizontales dès que le relief du sol

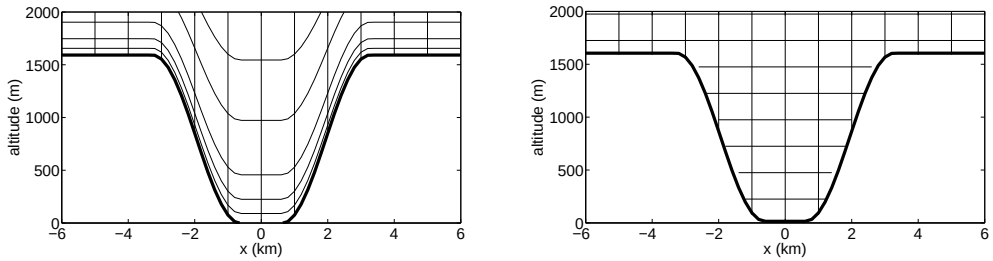


FIG. 5.1 – a) Allure des lignes de niveau dans le "terrain-following coordinate system" de ARPS. b) Allure des lignes de niveau dans le "cartesian-homogeneous coordinate system" servant à l'interpolation

est important. Du point de vue technique, ce système de coordonnée se prête donc moins bien au calcul de $\kappa_{t_{LES}}$ qu'un système cartésien horizontal.

Pour cette raison combinée à une autre raison encore plus importante liée à la procédure de tri adiabatique des particules (plus de détails dans la section suivante), il est nécessaire d'interpoler les champs obtenus en sortie de ARPS sur un maillage cartésien rectiligne et homogène horizontalement et verticalement.

La première étape consiste donc en cette interpolation sur ce maillage cartésien rectiligne et homogène (cf figure 5.1b). Pour toute la suite, nous nommerons ce maillage "maillage cartésien".

2.2 Algorithme de tri adiabatique des particules

Rappelons que l'altitude $z_*(\overrightarrow{x}, t)$ correspond à l'altitude d'équilibre de la particule se trouvant à la position $\overrightarrow{x} = (x, y, z)$ à l'instant t et est donc constante sur une isopycne.

Pour évaluer $\kappa_{t_{LES}}$, il est nécessaire de calculer d'une part, le gradient de θ par rapport à la coordonnée verticale modifiée z_* (c'est à dire la variation diapycnale de θ) ; et d'autre part, une moyenne sur z_* (c'est à dire isopycnale) du produit $\Lambda = (\kappa_h (\partial\theta/\partial x)^2 + \kappa_h (\partial\theta/\partial y)^2 + \kappa_v (\partial\theta/\partial z)^2)$. La forme des isopycnes n'étant pas connue a priori à l'instant t, déterminer une moyenne isopycnale ou une variation diapycnale semble un problème très complexe. Pour le résoudre, Winters et d'Asaro ont imaginé un algorithme implémentable numériquement qui permette de calculer simplement à la fois d/dz_* et $<>_{z_*}$.

Nous adaptons cet algorithme à notre configuration. Le principe de l'algorithme est le suivant :

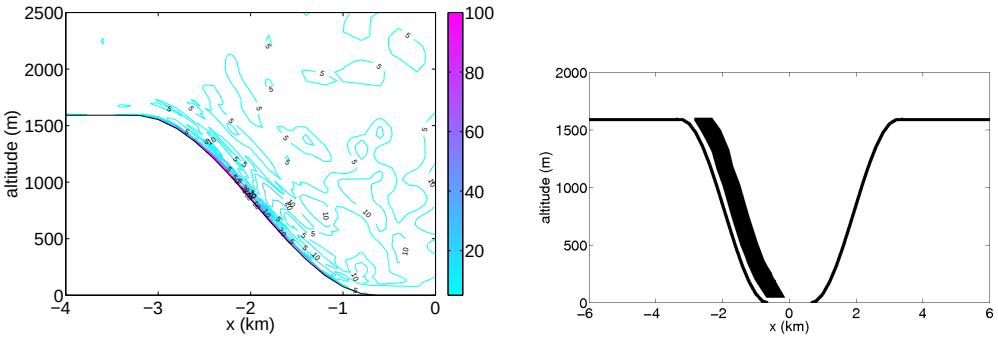
1. A un instant t, pour chaque particule à la position $\overrightarrow{x}$, on évalue la valeur de θ ainsi que la quantité Λ dont on veut évaluer la moyenne isopycnale.
2. On classe l'ensemble des particules par ordre de densité croissante (donc de θ décroissant). Pendant cette procédure de classement, on attache à chaque particule sa valeur de θ et sa valeur de Λ.

3. Pour une configuration de l'écoulement C à l'instant t on fait correspondre une configuration de l'écoulement C_* au même instant t qui est assimilable à ce que deviendrait l'écoulement C si toute source dynamique était coupée à l'instant t et que le fluide devenait libre de retourner à l'état de repos. L'écoulement C_* ainsi associé à C est donc l'état d'équilibre hydrostatique de l'écoulement *à l'instant t*. Il est donc stable par construction et est associé à l'énergie potentielle minimum de l'écoulement à cet instant.
4. Cet état C_* est obtenu en répartissant l'ensemble des particules triées par ordre de densité sur le maillage rectiligne en disposant les particules les plus denses (donc froides) à l'altitude la plus basse et en remontant jusqu'à disposer les particules les moins denses (donc chaudes) à l'altitude la plus élevée. Ainsi, chaque ligne de niveau (du maillage rectiligne) est assimilée à une isopycne ; les isopycnes les plus froides se retrouvent en bas et les plus chaudes en haut.
5. Dans la configuration C_*, une moyenne isopycnale $<>_{z_*}$ correspond donc à une simple moyenne horizontale et une variation diapycnale d/dz_* à une simple variation verticale.
6. En principe, θ est constant sur une isopycne. Pourtant, cette procédure ne permet pas d'assurer que θ soit réellement constant sur les plans horizontaux de C_*. Pour lisser les variabilités ispoycnales de θ (qui ne sont qu'un artefact de cet algorithme), on effectue donc une moyenne de θ dans chaque plan isopycnal. On la note $< \theta >_{z_*}$. Par définition, $< \theta >_{z_*}$ est bien sûr constant sur chaque isopycne (soit sur chaque plan horizontal de C_*).
7. On calcule la variation de $< \theta >_{z_*}$ avec l'altitude dans la configuration C_*, $d < \theta >_{z_*}/dz_*$. Cette variation fournit le gradient recherché de θ par rapport à z_*.
8. Enfin on effectue une moyenne de Λ sur chaque plan horizontal de C_*. Cette moyenne fournit la moyenne isopycnale recherchée $< \Lambda >_{z_*}$.

Pour conclure, le coefficient de diffusivité turbulente $\kappa_{t_{LES}}$ est évalué par le rapport $\dfrac{< \Lambda >_{z_*}}{\left(\dfrac{d < \theta >_{z_*}}{dz_*}\right)^2}$

2.3 Sélection d'un sous-domaine

Ainsi définie, la valeur de $\kappa_{t_{LES}}$ obtenu grâce à l'algorithme précédent dépend de l'altitude. Cette dépendance n'a pourtant pas de sens physique. En effet, par nature, le mélange est un processus non strictement local. L'échelle verticale sur laquelle est transportée une particule fluide est donnée par la longueur de flottabilité $l_b = \dfrac{|w|}{N}$. La figure 5.2a fournit une carte de l_b dans une coupe (x, z) de la vallée.
On constate que cette longueur atteint une centaine de mètres près des parois (dépendamment de la stabilité de l'atmosphère, cette valeur peut parfois aller jusqu'à plusieurs centaines de mètres). Il est donc clair que la quantification du mélange au



(a) (b)

FIG. 5.2 – a) Carte de la longueur de flottabilité verticale à l'instant $t = 120$ *min*. b) Forme du *sous-domaine catabatique*.

travers d'un coefficient de diffusivité ne peut pas avoir de sens à une échelle inférieure à l_b : on ne peut attribuer la valeur de $\kappa_{t_{LES}}(z_*)$ à l'altitude z_*, puisque cette valeur dépend de l'état de toutes les particules qui se trouvent à une distance de moins de l_b du point d'altitude z_*.

La valeur du coefficient de diffusivité n'a donc de sens qu'en moyenne spatiale, et notamment en moyenne "verticale" (rigoureusement, verticale dans C_*, soit diapycnale).

Comme nous cherchons ici à caractériser le mélange induit par le vent catabatique, nous sélectionnons donc un sous-domaine spatial dans lequel ce vent est inclus afin d'y appliquer un opérateur de moyenne pour calculer la valeur de diffusivité.

On retient le domaine de la figure 5.2b qui se concentre sur les couches atmosphériques près des pentes de la topographie. Nous le nommerons *sous-domaine catabatique*.

3 Structure dynamique et turbulente du vent catabatique

On complète ici la description dynamique du vent catabatique faite dans la section 2.2 (cas de la simulation $S1$ du tableau 4.2). Nous cherchons notamment à préciser ses principales caractéristiques turbulentes.

3.1 Dynamique

La composante catabatique du vent (u_s) est tracée sur la figure 5.3a en fonction de n pour mémoire. Comme cette intensité du vent varie dans le temps avec une période d'environ 10 minutes (cf [McNider, 1982], [Chemel *et al.*, 2009, Largeron *et al.*, 2010a] et chapitre 4), les profils tracés sur la figure 5.3 sont moyennés sur une période de 10 minutes (entre $t = 90$ et $t = 100$ minutes). Cette figure

5.3a montre que l'intensité maximale du vent est de l'ordre de $U_{max} = 1.5$m/s approximativement à 10m au dessus du sol (en fait cette hauteur varie dans le temps et en fonction de la position le long de la pente, entre environ 5 m et 20m).

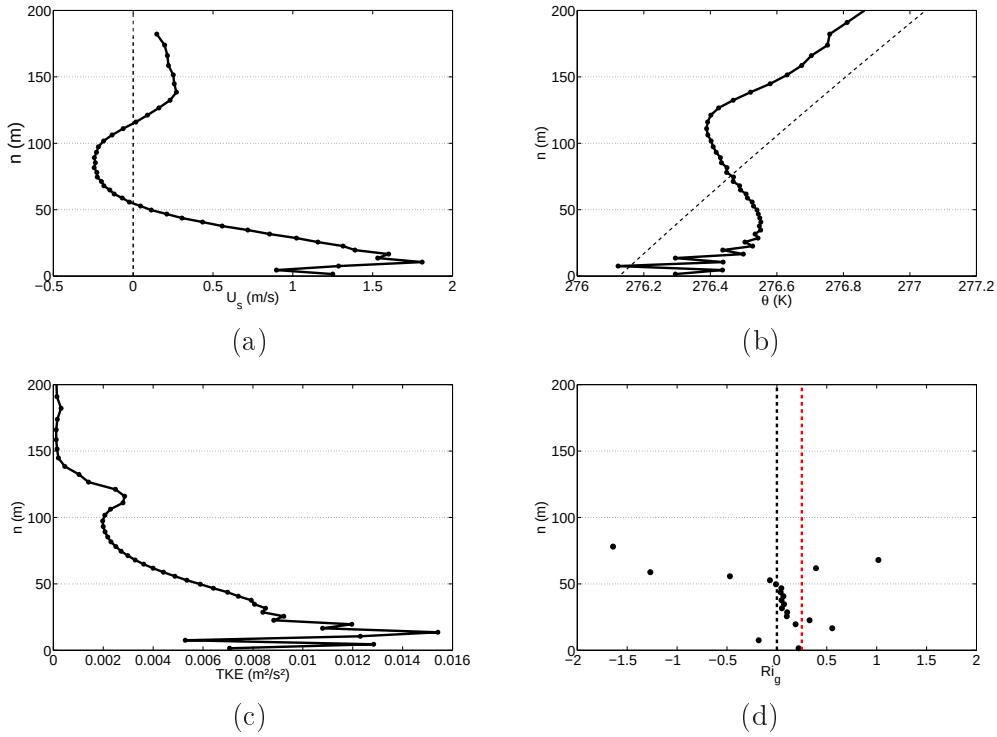


FIG. 5.3 – Profils normaux à la pente ($(x, y) = (-2km, 15km)$) moyennés temporellement entre $t = 90$ min et $t = 100$ min pour la simulation $S1$ (tableau 4.2) (a) Composante catabatique de vitesse du vent $\widetilde{U}_s$. (b) Température potentielle $\tilde{\theta}$. Le profil de température potentielle initial est tracé en noir pointillé. (c) Energie cinétique turbulente sous-maille TKE. (d) Nombre de Richardson de gradient local Ri_g. Les valeurs seuils de $Ri_g = 0$ et 0.25 sont superposées respectivement avec une droite pointillée et pleine.

Le transport de chaleur associé au vent est illustré sur la figure 5.3b : le profil de température potentielle est instable entre 40m et $\simeq$ 110 m, du fait de la présence combinée d'une masse d'air plus chaude que son environnement advectée vers le bas par le vent catabatique sous 40m AGL, et d'une masse d'air plus froide que son environnement advecté vers le haut par le courant de retour. Notons que globalement, l'air dans le vent catabatique est plus froid que son environnement jusqu'à environ 300m AGL, du fait du refroidissement par le sol, mais que cet effet s'oppose à un effet de réchauffement par advection dans les très basses couches (cet effet de réchauffement par un vent catabatique généré par refroidissement a déjà été rapporté dans la littérature, voir par exemple [Whiteman et Zhong, 2008, Zhong et Whiteman, 2008]).

3.2 Turbulence

Ce vent catabatique est bien turbulent, comme en atteste le profil d'énergie cinétique turbulente sous-maille de la figure 5.3c. La TKE atteint alors son maximum environ 10m au dessus du sol (soit près du maximum d'intensité du vent) et décroît avec l'altitude jusqu'à s'annuler autour de 150m AGL. Cette hauteur de 150m peut donc être considérée comme l'épaisseur de la couche catabatique (on l'utilisera pour définir le *sous-domaine catabatique* dans l'application pratique de l'algorithme de tri). Notons que cette hauteur est de l'ordre de grandeur de U_{max}/N_0, qui vaut environ 200m. Un second pic de turbulence (plus faible) est visible au dessus du premier, tout comme dans les résultats de simulations LES de [Smith et Skyllingstad, 2005] même si le type d'écoulement catabatique considéré dans cette étude n'est pas rigoureusement identique (plus proche de l'équilibre et de conditions stationnaires).

Cette étude préliminaire nous permet d'utiliser la classification des écoulements catabatiques de [Mahrt, 1982] pour caractériser le type de régime en présence dans nos simulations : l'écoulement est ici *non-stationnaire* et très similaire à un écoulement en régime de *tranquil flow* défini par [Mahrt, 1982].

3.3 Instabilités

Les profils de vitesse et de température potentielle suggèrent que l'écoulement peut être sujet à des instabilités statiques et dynamiques, ce qui est confirmé par le tracé du profil du nombre de Richardson de gradient perpendiculairement à la paroi (cf figure 5.3d). Ce paramètre est défini ici comme le rapport entre le carré de la fréquence de Brunt-Väisälä et le carré du cisaillement de vent $\partial u_s/\partial n$.

$$Ri_g = \frac{N^2}{(\partial_n U_s)^2} = \frac{g \cdot \partial_z \theta_{local}}{\theta_{local} \, (\partial_n U_s)^2}$$

La figure 5.3d montre que l'écoulement est dynamiquement instable sous 60m (avec des valeurs plus basses que le seuil critique de 0.25) et statiquement instable entre 60 et 80m où le gradient de température potentielle est négatif. Des instabilités dynamiques et statiques sont donc possibles.

4 Quantification du mélange turbulent

Dans toute cette section, nous évaluons le mélange turbulent par le biais de la quantification de $\kappa_{t_{LES}}$ sur tout le sous-domaine catabatique. On note cette moyenne $\overline{X}$ (exemple : $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$. Notons que formellement, $\kappa_{t_{LES}}$ dépend du temps et de z_* uniquement. Ainsi, la moyenne sur le domaine pour ce paramètre équivaut à une simple moyenne sur z_*, simple à réaliser dans la pratique dans la configuration virtuelle C_*)

4.1 Calcul de la diffusivité turbulente

Pour la gamme de valeurs de N_0 considérée ici (cf tableau 4.2), les simulations numériques fournissent une valeur de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ variant de 0.01 à 2 m^2/s en fonction de la stabilité et de l'instant considérés (cf les sections ultérieures pour plus de détails).

Par conditions stables, des mesures faites en Antartique rapportée par [Brost et Wyngaard, 1978] fournissent des valeurs variant entre 0.01 et 0.6 m^2/s dans la couche catabatique. Des observations faites par [Monti *et al.*, 2002] sur une pente douce ($\simeq 4^o$) par conditons stables fournissent des valeurs comprises entre 0.04 et 0.6 m^2/s. Toutes ces valeurs sont consistantes avec les valeurs les plus basses que nous obtenons ici. La forte inclinaison des pentes considérées dans notre étude ($\simeq 40^o$) est sans doute responsable des valeurs légèrement supérieures.

A titre de comparaison, dans l'interface stablement stratifiée entre une CLA convective et la troposphère libre (soit quand le forçage est plus énergétique), la diffusivité turbulente vaut environ 3.5 m^2/s [Chemel *et al.*, 2010], ce qui est proche de l'ordre de grandeur des valeurs obtenues ici dans les configurations les moins stables.

4.2 Variation temporelle de la diffusivité

On s'intéresse ici à l'évolution temporelle de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$. Cette évolution est tracée sur la figure 5.4 pour différentes valeurs de la stabilité atmosphérique, caractérisée par N_0.

On note tout d'abord que $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ augmente lorsque N_0 diminue, ce qui est physiquement attendu : les petites valeurs de N_0 impliquent une faible influence des effets stabilisants de la stratification. On remarque par ailleurs que $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ croit avec le temps de façon monotone, quelle que soit la valeur de N_0, car le vent catabatique accélère pendant toute la durée de la simulation. Finalement, toutes les courbes sont presque parallèles à partir de $t \simeq 60$ minutes suggérant qu'un processus auto-similaire a lieu. Ce point est discuté plus en détails ultérieurement.

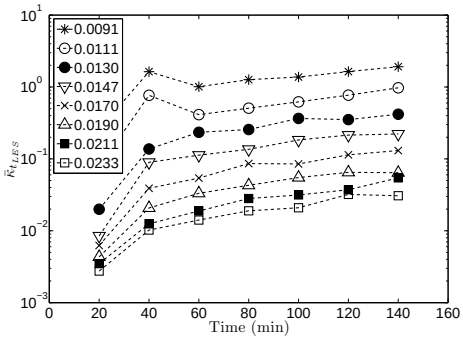
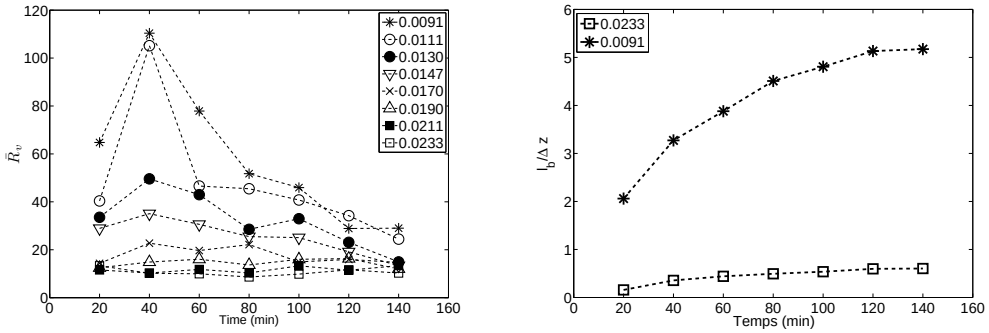


FIG. 5.4 – Evolution temporelle of $\overline{\kappa_{t_{LES}}}(t)$ pour différentes valeurs de N_0 (en rad/s, cf légende).

L'évolution temporelle de $\overline{R_v}$ est différente (cf figure 5.5a). Pour les valeurs

les plus faibles de N_0 ($N_0 \leq 0.0147\ rad/s$), $\overline{R_v}$ décroît dans le temps (si l'on omet l'instant $t = 20\ min$, encore dans le régime transitoire). $\overline{R_v}$ reste à peu près constant dans le temps pour les fortes stabilités ($N_0 > 0.017\ rad/s$). Ainsi pour les faibles stabilités, la part de turbulence résolue décroît dans le temps alors que pour les fortes stabilités la part de turbulence résolue reste constante dans le temps. Comme le transfert d'énergie vers les petites échelles est atténué par les effets de stratification, le comportement de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ pour une valeur fixée de N_0 suggère que le mélange aux échelles sous-mailles s'ajuste à celui des grandes échelles, résultant en une valeur de $\overline{R_v}$ quasi-constante.



(a) (b)

FIG. 5.5 – a) Evolution temporelle de $\overline{R_v}(t)$ for different values of N_0 (en rad/s, cf légende). b) Evolution temporelle de $\dfrac{\overline{l_b}}{\Delta z}$ avec t pour $N = 0.0233\ rad/s$ (forte stabilité) et $N = 0.0091\ rad/s$ (faible stabilité).

Notons pourtant que l'échelle caractéristique du mélange (l_b) croît faiblement dans le temps comme le montre la figure 5.5b. Remarquons également qu'*en moyenne dans le sous-domaine catabatique*, pour les faibles stabilités (celles pour lesquelles $\overline{R_v}$ décroît avec le temps), l'échelle caractéristique du mélange est supérieure à la taille moyenne de la maille. Pour les fortes stabilités en revanche, l'échelle caractéristique du mélange est inférieure à la taille moyenne de la maille. Précisons toutefois que cette situation n'est vraie qu'*en moyenne dans le sous-domaine catabatique* car localement, aux endroits où le vent catabatique est le plus intense (et également le plus turbulent), l'échelle du mélange est toujours supérieure à la taille de la maille.

4.3 Variation de la diffusivité avec la stabilité

On s'intéresse ici à l'évolution de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ avec la stratification initiale (et ambiante) de l'atmosphère, caractérisée par N_0. La figure 5.6 montre cette évolution à différents instants.

Bien que la figure 5.6 ne fournisse pas plus d'information quantitative que la figure 5.4 (quel que soit l'instant considéré, $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ décroît avec N_0, car les effets de stratification deviennent plus intenses), elle montre que ce taux de décroissance avec N_0 conserve la même tendance à mesure que le temps avance. Là encore, cette

remarquable régularité suggère l'existence d'un processus auto-similaire (nous examinerons ce point plus en détails dans la suite).

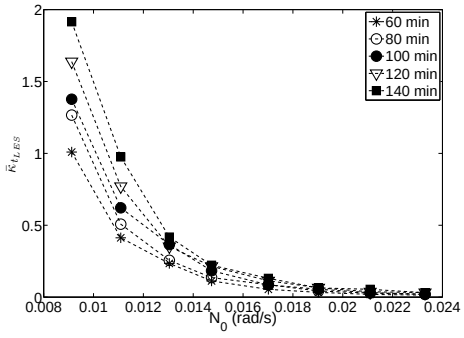


FIG. 5.6 – Evolution de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ avec N_0 à différents instants (cf légende).

$\overline{R_v}$ suit la même tendance, comme en atteste la figure 5.7a. Ce résultat, même s'il semble a priori indiquer la même information, est moins évident, car il signifie que la diffusivité turbulente résolue devient relativement plus grande que la diffusivité turbulente sous-maille lorsque la stabilité de l'atmosphère diminue. Cela signifie donc d'une part que l'échelle caractéristique du mélange décroît avec N (comme l'atteste la figure 5.7b qui montre l'évolution de $\overline{l_b}$ avec N). D'autre part, cela signifie que ce sont prioritairement les mouvements d'échelle supérieure à l'échelle de la maille qui sont privilégiés, d'autant plus que la stabilité est faible (comme l'atteste la figure 5.7b qui montre l'évolution de $\dfrac{\overline{l_b}}{\overline{\Delta z}}$ avec N). Rappelons qu'ici, $\overline{\Delta z} \approx 8m$ dans le sous-domaine catabatique.

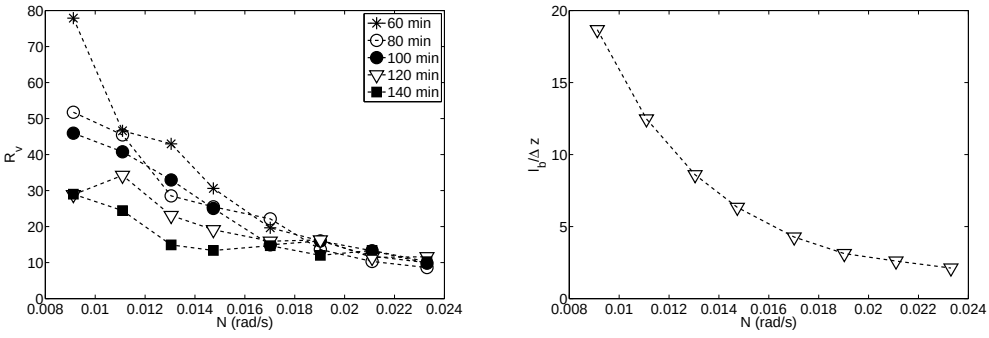


FIG. 5.7 – a) Evolution de $\overline{R_v}$ avec N_0 à différents instants (cf légende). b) Evolution de $\dfrac{\overline{l_b}}{\overline{\Delta z}}$ avec N_0 à $t = 120\ min$.

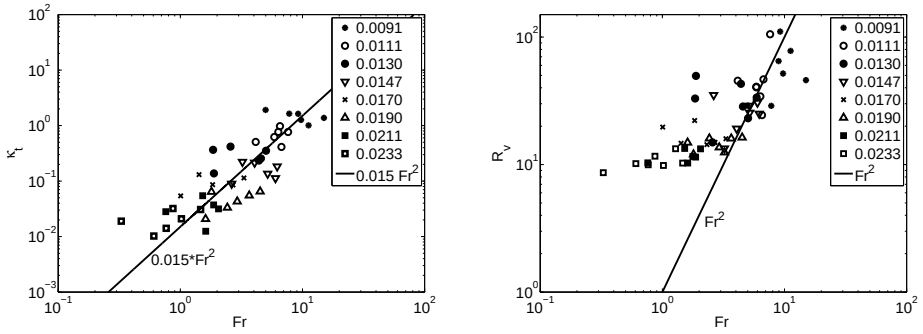
4.4 Variation de la diffusivité avec le nombre de Froude

Le but de cette section est d'analyser la dépendance de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ à l'égard d'un paramètre adimensionnel caractéristique de l'écoulement responsable du mélange (qui est le vent catabatique).

Un nombre de Richardson ou un nombre de Froude peuvent tous deux être considérés pour celà. Comme $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ est une quantité moyenne sur toute la couche, un nombre de Froude est préférable. On introduit alors une échelle de vitesse et une échelle de hauteur typique de cet écoulement. Comme ces échelles varient le long de la pente, on considère une position fixée, où la pente est maximale ($x = -2$ km, $y = 15$ km). Les échelles qui s'imposent naturellement sont la maximum de u_s qu'on notera U_{max}, et la hauteur du vent catabatique, qu'on notera L. On définit L comme la hauteur au delà de laquelle l'intensité du vent catabatique est inférieure à $U_{max}/100$. Ainsi, le nombre de Froude associé est le suivant :

$$Fr = \frac{U_{max}}{N_0\, L}. \tag{5.18}$$

L'évolution de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ en fonction de ce nombre Fr est tracé sur la figure 5.8a, pour tous les instants et toutes les valeurs de N_0 considérés dans la figure 5.4. Une dépendence quadratique est obtenue, de la forme $\overline{\kappa_{t_{LES}}} = 0.015\, Fr^2$.



(a) (b)

FIG. 5.8 – a) Evolution de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ avec le nombre de Froude du vent catabatique, défini par l'équation 5.18, pour les différents instants et valeurs de N_0 (en rad/s, cf légende) considérés dans la figure 5.4. b) Idem pour $\overline{R_v}$ en fonction du nombre de Froude.

Afin d'obtenir une loi complètement adimensionnelle, $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ doit être normalisé. Le choix le plus naturel consiste à le normaliser par κ_v, ce qui revient à considérer le nombre $\overline{R_v}$ au lieu de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$. Cependant, κ_v dépend du temps et de N_0 (qui n'est pas indépendant de Fr) et celà modifie donc la dépendance quadratique : on ne retrouve en effet cette dépendance quadratique que pour $Fr > 3$ (cf figure 5.8b).

D'un point de vue dimensionnel, $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ peut être normalisé par le produit d'une vitesse et d'une hauteur typiques de l'écoulement catabatique, qui doit être constante dans le temps et sur la gamme de valeurs de N_0 afin de conserver cette dépendance

quadratique. En prenant $V = 1$ m/s et $\lambda = 50$ m comme échelles de vitesse et de hauteur (valeurs moyennes sur les 8 simulations $S1$ à $S8$), la relation quadratique s'écrit alors :

$$\overline{\kappa_{t_{LES}}}_{nd} = 3\,10^{-4}\,Fr^2 \tag{5.19}$$

où l'indice nd signifie non-dimensionnel.
Notons que ce résultat semble en accord, au moins qualitativement, avec celui de [Monti *et al.*, 2002] qui montre que κ_t décroît avec $Ri_g = \dfrac{1}{Fr^2}$. De même, [Axelsen et van Dop, 2009b] et [Zilitinkevich *et al.*, 2008] montrent que $Pr_t = \dfrac{\nu_t}{\kappa_t}$ est une fonction linéaire de $Ri_g = \dfrac{1}{Fr^2}$, ce que la présente étude semble confirmer.

Finalement, notons que les simulations numériques directes de turbulence faible dans des écoulements stablement stratifiés (déferlement d'ondes internes, couche de cisaillement stable et décroissance homogène de turbulence stratifiée) montrent toutes une dépendance quadratique du nombre de Cox à l'égard du nombre de Froude pour les plus grandes échelles de l'écoulement (cf [Staquet et Bouruet-Aubertot, 2001]). Ce résultat est donc cohérent avec le régime catabatique de type *tranquil flow* considéré ici. [Staquet et Bouruet-Aubertot, 2001] représentent cette loi quadratique en écrivant que l'efficacité de mélange est une constante, ce qui pourrait être examiné plus en détails dans la présente configuration.

5 Modèlisation de la diffusivité

5.1 Modèle empirique

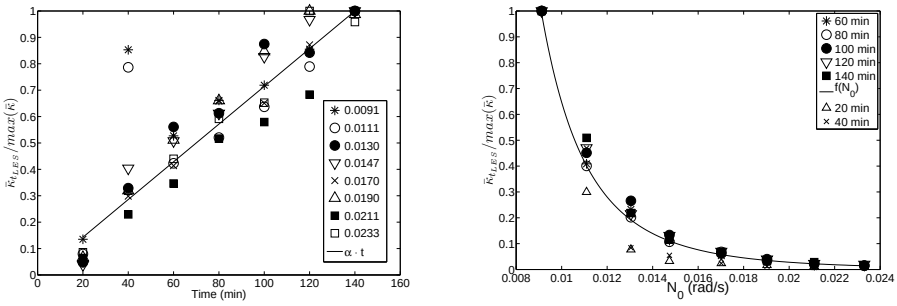
5.1.1 Evolution temporelle

La figure 5.4 a montré que $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ évoluait quasi-linéairement avec le temps quelle que soit la valeur de N_0. Celà suggère que les différentes courbes peuvent coincider pour une normalisation appropriée de l'axe vertical. La figure 5.9a montre ainsi les mêmes données de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ normalisée par sa valeur maximale dans le temps, $\max_t(\overline{\kappa_{t_{LES}}})$, pour chaque valeur de N_0. Presque tous les points suivent une loi quasi-linéaire (quelle que soit N_0). (Seuls deux points s'éloignent de ce comportement qui sont associés aux pics à $t = 40$ min sur les courbes des figures 5.4 et 5.5 pour les valeurs les plus basses de N_0. Ces points correspondent encore à un régime transitoire dans lequel l'écoulement n'est pas numériquement totalement établi).

Comme il n'y a aucune turbulence à $t = 0$ (car pas d'écoulement), $\overline{\kappa_{t_{LES}}}/\max_t(\overline{\kappa_{t_{LES}}})$ doit être simplement proportionnel à t. Comme $\max_t(\overline{\kappa_{t_{LES}}})$ est une fonction de N_0 uniquement, $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ peut être écrit sous la forme :

$$\overline{\kappa_{t_{LES}}} = \beta(N_0)t, \tag{5.20}$$

où $\beta(N_0)$ est une fonction de N_0.



(a) (b)

FIG. 5.9 – (a) * : $\overline{\kappa_{t_{LES}}}/\max_t(\overline{\kappa_{t_{LES}}})$ en fonction du temps pour différentes valeurs de N_0 (en rad/s, cf légende). La droite est issue d'une régression linéaire. (b) * : $\overline{\kappa_{t_{LES}}}/\max_{N_0}(\overline{\kappa_{t_{LES}}})$ en fonction de N_0 à différentes instants (cf légende). La courbe pleine représente la fonction analytique $f(N_0) = (A/N_0)^4 + (B/N_0)^5$.

5.1.2 Evolution avec N_0

Nous procédons de la même manière pour la dépendance de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ avec N_0. La figure 5.6 a montré que les courbes semblaient avoir le même comportement quel que soit l'instant considéré, ce qui suggère de normaliser $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ par son maximum à un instant donné $\max_{N_0}(\overline{\kappa_{t_{LES}}})$. Le résultat est tracé sur la figure 5.9b : les courbes se superposent (le résultat étant meilleur après $t > 40$ min). On trouve que la courbe de tendance est alors bien représentée par la loi :

$$\frac{\overline{\kappa_{t_{LES}}}}{\max_{N_0}(\overline{\kappa_{t_{LES}}})} = \left(\frac{A}{N_0}\right)^4 + \left(\frac{B}{N_0}\right)^5, \tag{5.21}$$

où A et B sont des constantes.

Comme $\max_{N_0}(\overline{\kappa_{t_{LES}}})$ est une fonction du temps uniquement, notée $\gamma(t)$, cette loi peut être réécrite sous la forme :

$$\overline{\kappa_{t_{LES}}} = \gamma(t)\left[\left(\frac{A}{N_0}\right)^4 + \left(\frac{B}{N_0}\right)^5\right]. \tag{5.22}$$

5.1.3 Synthèse

A partir des équations 5.20 et 5.22, $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ peut petre vu comme une fonction de deux variables indépendantes t et N_0. Ainsi, il existe une constante C telle que $\beta(N_0) = C[(A/N_0)^4 + (B/N_0)^5]$ et $\gamma(t) = C\,t$. On a alors :

$$\overline{\kappa_{t_{LES}}} = t\left[\left(\frac{A'}{N_0}\right)^4 + \left(\frac{B'}{N_0}\right)^5\right], \tag{5.23}$$

où $A'^4 = C\,A^4$ et $B'^5 = C\,B^5$.

Pour déterminer A' et B', on multiplie les deux membre de l'équation 5.23 par N_0^5. On obtient alors une fonction linéaire de N_0 pour laquelle il est simple de faire une régression. On trouve $A' = 0.9\ 10^{-3}$ SI et $B' = 1.6\ 10^{-3}$ SI (SI se réfèrant au système d'unité international).

La figure 5.10 montre que ce modèle rend effectivement compte des données avec une bonne précision.

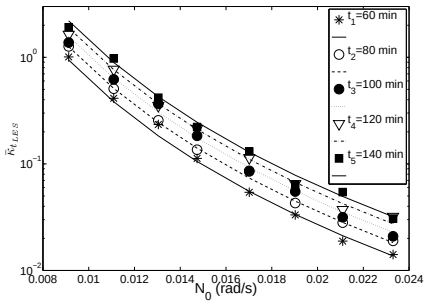


FIG. 5.10 – Comparaison entre les données numériques pour $t > 40$ min (cf symboles instants correspondants dans la légende) et le modèle donné par l'équation 5.23 (cf lignes correspondantes dans la légende).

L'équation 5.23 peut être rendue adimensionnelle en normalisant $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$, t et N_0. De même que dans la section 4.4, en prenant $V = 1$ m/s et $\lambda = 50$ m comme échelles caractéristiques on otbient une échelle de temps correspondante égale à $\tau = 50$ s. La normalisation de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$, t et N_0 par $V\,\lambda$, τ et $2\,\pi/\tau$ respectivement aboutit à la même loi en variable adimensionnelles. A' et B' sont alors des constantes sans dimension, de valeurs $7.2\ 10^{-3}$ et $1.27\ 10^{-2}$ respectivement.

5.2 Modèle semi-analytique

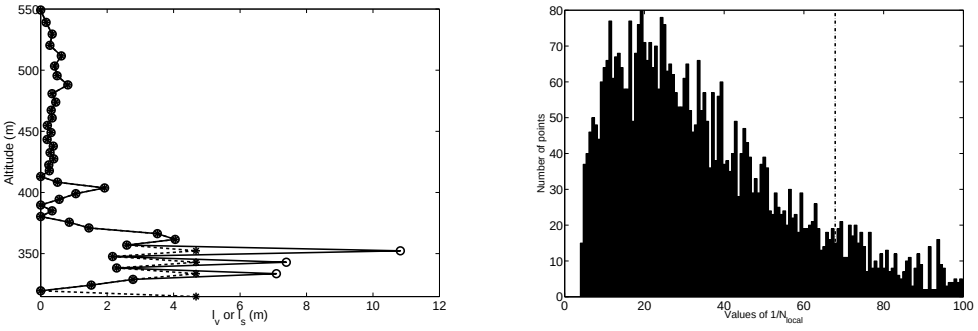
L'objectif de cette section est de retrouver analytiquement la loi 5.23. Comme nous le verrons, ceci est fait en utilisant des estimations numériques, en ce sens, le modèle proposé est semi-analytique.

Partons de l'équation 5.12 pour $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$. A l'aide de la définition de κ_h et κ_v donné dans la section 2.2.1, on obtient

$$\overline{\kappa_{t_{LES}}} = C_m \overline{\left(\frac{< \frac{E^{1/2}}{Pr} l_h |\nabla_H \tilde{\theta}|^2 + \frac{E^{1/2}}{Pr} l_v \left(\partial_z \tilde{\theta}\right)^2 >_{z_*}}{\left(d\tilde{\theta}/dz_*\right)^2} \right)}. \tag{5.24}$$

Le dénominateur peut être approché par $(\theta_0/g)^2 N_0^4$ avec une erreur inférieure à 30% pour $z_* \geq 400$ m ($z_* = 0$ en fond de vallée par convention). Ainsi, au delà de cette altitude, l'équation 5.24 devient

$$\overline{\kappa_{t_{LES}}} = C_m \frac{g^2}{\theta_r^2} \frac{\overline{< \frac{E^{1/2}}{Pr} l_h |\nabla_H \tilde{\theta}|^2 >_{z_*} + < \frac{E^{1/2}}{Pr} l_v (\partial_z \tilde{\theta})^2 >_{z_*}}}{N_0^4}. \tag{5.25}$$



(a) (b)

FIG. 5.11 – a) Simulation S4 à $(x, y) = (-2km, y = 15km)$. Etoiles noires : Profil vertical de l_v. Ronds blancs : Profil vertical de l_s. b) Simulation S4 à $(x, y) = (-2km, y = 15km)$. Distribution des valeurs de $1/N_{local}$ dans le sous-domaine catabatique. La droite pointillée correspond à $1/N_0$.

A un facteur multiplicatif près, le numérateur est alors la somme de deux termes :

$$M_1 = l_h \overline{< \frac{E^{1/2}}{Pr} |\nabla_H \tilde{\theta}|^2 >_{z_*}} \quad \text{et} \quad M_2 = \overline{< \frac{E^{1/2}}{Pr} l_v (\partial_z \tilde{\theta})^2 >_{z_*}}, \tag{5.26}$$

qui doivent alors être modélisés. Le calcul de M_1 montre que ce terme est presque indépendant de N_0. Par ailleurs, M_1 augmente quasi-linéairement dans le temps et une régression linéaire des données fournit :

$M_1 = A_1 t$, avec $A_1 = 1.1\ 10^{-8}$ SI .

On considère désormais le terme M_2. On rappelle que $l_v = \min(\Delta z, l_s)$. Cependant, la figure 5.11a montre que $l_v = l_s$ presque partout sauf en de rares points près de la surface pour lesquels $l_v = \Delta z$ (par ailleurs peu différent de l_s). On peut donc supposer que $l_v = l_s$ dans le sous-domaine catabatique. (un calcul en moyenne temporelle montre que $\overline{l_v}/\overline{l_s} \simeq 0.75$ ce qui justifie cette approximation).

M_2 peut alors être écrit sous la forme (en remplacant l_v par l_s et l_s par sa valeur analytique, cf section 2.2.1) :

$$M_2 = C_s(\theta_r/g)^{1/2} \overline{< (E/Pr) \left|\partial_z \tilde{\theta}\right|^{-1/2} (\partial_z \tilde{\theta})^2 >_{z_*}} \tag{5.27}$$

$$\approx C_s(\theta_r/g)^{1/2} \overline{< (E/Pr)(\partial_z \tilde{\theta})^2 >_{z_*}} \overline{< \left|\partial_z \tilde{\theta}\right|^{-1/2} >_{z_*}} \tag{5.28}$$

$$\tag{5.29}$$

Le calcul de la quantité $M_3 = \overline{< (E/Pr)(\partial_z \tilde{\theta})^2 >_{z_*}}$ montre que ce terme est quasi-indépendant de N_0 et qu'il augmente également quasi-linéairement avec le temps selon la loi $M_3 = A_3 t$, avec $A_3 = 3.7\ 10^{-10}$ SI.

Par ailleurs, $\left|\partial_z \tilde{\theta}\right|^{-1/2}$ peut être exprimé en fonction de N_0. Pour le montrer, on introduit la valeur locale de la fréquence de Brünt-Väisälä N_{local} telle que $(N_{local})^2 =$

$(g/\theta_0)\partial_z\tilde{\theta}$ et on examine l'évolution de $1/N_{local}$ à l'égard de $1/N_0$. La figure 5.11b montre la distribution des valeurs de $1/N_{local}$ dans le sous-domaine catabatique. Cette distribution présente un maximum autour d'une valeur d'environ 1/3 de $1/N_0$. Par simplicité, on supposera alors que $1/N_{local} = A_4\,/N_0$ avec $A_4 = 1/3$.
Ainsi M_2 peut être réécrit :

$$M_2 = C_s\, A_3\, A_4\, t\, N_0^{-1}. \tag{5.30}$$

En résumé, à partir des équations 5.25, 5.26 et 5.30, on obtient :

$$\overline{\kappa_{t_{LES}}} = t\left[\left(\frac{A''}{N_0}\right)^4 + \left(\frac{B''}{N_0}\right)^5\right], \tag{5.31}$$

avec $A'' = \left(A_1 C_m (g/\theta_0)^2\right)^{1/4}$ et $B'' = \left(A_3 A_4 C_m C_s (g/\theta_0)^2\right)^{1/5}$. Leurs valeurs numériques sont alors 1.1 10^{-3} SI et 1.6 10^{-3} SI respectivement.

Ce modèle semi-analytique permet ainsi de retrouver la dépendance temporelle et à l'égard de N_0 de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$. Par ailleurs, la comparaison des valeurs numériques de A' avec A'' et B' avec B'' montre que le modèle permet aussi de très bien retrouver l'ordre de grandeur des constantes.

5.3 Influence du modèle sous-maille

Comme on vient de le voir, la dépendance de $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ à l'égard de N_0 semble en partie contrôlée par le modèle sous-maille. Pour examiner la généralité de cette dépendance, on effectue deux simulations, identiques en tout point à celles déjà présentées à l'exception du modèle sous-maille (on choisit alors le modèle de turbulence d'ordre 1 de Smagorinski-Lilly ([Smagorinsky, 1963],[Lilly, 1967])).

Le développement d'un modèle semi-analytique similaire à celui précédemment présenté conduit à l'expression

$$\overline{\kappa_{t_{LES}}} = t\left(\frac{A'''}{N_0}\right)^4 \tag{5.32}$$

avec $A''' \simeq 10^{-3}$ SI.

Ainsi, la dépendance temporelle linéaire est retrouvée avec une légère modification de la dépendance à l'égard de N_0 (on trouve $(A'''/N_0)^4$ au lieu de $(A''/N_0)^4 + (B''/N_0)^5$). On vérifie que ce modèle s'accorde bien aux données, aussi bien avec les données numériques qu'avec le modèle semi-analytique obtenue pour le schéma de turbulence TKE 1.5 (cf figure 5.12).

Cette figure montre aussi que les valeurs obtenues avec un schéma de fermeture différent (schéma de fermeture turbulente de Smagorinski-Lilly) sont seulement 1.5 fois plus grande que celles obtenues avec le schéma TKE 1.5.

Deux conclusions différentes peuvent être tirées de ces résultats. On peut conclure que le mélange sous-maille semble correctement paramétrisée par chacun des modèles sous-mailles puisque $\overline{\kappa_{t_{LES}}}$ possède le même type de comportement dans les deux cas. On peut également conclure que puisque le mélange est contrôlé par

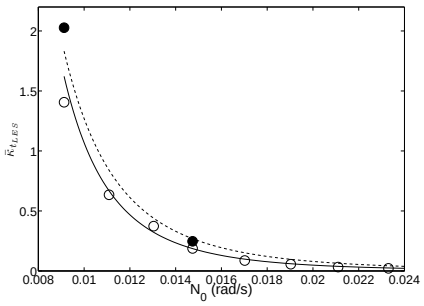


FIG. 5.12 – Ronds blancs : Valeurs de $\kappa_{t_{LES}}(N_0)$ pour le schéma de turbulence TKE 1.5. Courbe pleine : modèle semi-analytique 5.31. Ronds noirs : Valeurs de $\kappa_{t_{LES}}(N_0)$ pour le schéma de turbulence de Smagorinski-Lilly (pour deux valeurs de N_0 seulement). Courbe pointillée : modèle semi-analytique 5.32. Toutes les valeurs correspondent à l'instant $t = 100$ min.

les mouvements de grandes échelles et les effets non-linéaires, et dans le cas présent, également par les flux de chaleurs de surface, son intensité ne doit pas dépendre du modèle sous-maille.

Discussion et Conclusion

L'objectif de ce chapitre était d'analyser le mélange turbulent engendré par le vent catabatique qui se développe le long des pentes d'une vallée encaissée idéalisée par une nuit d'hiver. La stratification thermique de l'atmosphère est également idéalisée et augmente linéairement avec l'altitude. Un ensemble de simulations avec des valeurs variables de la fréquence de Brunt-Väisälä initiale de l'atmosphère N_0 a été effectué. Nous avons pour cela utilisé le code ARPS, le schéma de fermeture turbulente TKE 1.5 paramétrisant le comportement aux échelles sous-mailles.

Une analyse rapide de la dynamique du vent catabatique et des échelles caractéristiques a été effectuée. La comparaison avec des mesures issus de campagnes montrent un bon accord : le maximum de vitesse du vent étant de quelques m/s et atteint environ 10m au dessus du sol. On montre également que l'air est refroidi sur une couche d'environ 300 m d'épaisseur à cause du flux de chaleur de la surface du sol, la première couche d'air pouvant être réchauffée par advection dans le courant catabatique. Ainsi, l'écoulement est instablement stratifié dans sa partie supérieure et est ainsi potentiellement soumis à des instabilités (de Rayleigh-Taylor). Cette analyse préliminaire nous permet de conclure que, en utilisant la classification de [Mahrt, 1982], l'écoulement est non-stationnaire et très proche du régime de *tranquil flow*.

Le mélange est quantifié par l'intermédiaire de la diffusivité turbulente associée aux échelles résolues, que l'on note $\kappa_{t_{LES}}$. On exprime cette diffusivité en fonction de la diffusivité sous-maille et on la calcule par la méthode proposée par [Winters *et al.*, 1995] et [Winters et D'Asaro, 1996]. Le point clé de cette méthode

étant la construction d'un état d'équilibre hydrostatique virtuel associé à chaque instant à l'écoulement instationnaire, dont l'évolution est uniquement due aux effets diffusifs et donc au mélange. On montre que les valeurs obtenues pour $\kappa_{t_{LES}}$ varient entre 0.01 et 2 m^2/s et sont ainsi comparabales à celles obtenues dans des écoulements catabatiques en Antartique et dans la campagne de mesure par conditions stables réalisée par [Monti *et al.*, 2002].

On investigue le comportement de $\kappa_{t_{LES}}$ en fonction d'un nombre de Froude associé à la couche catabatique, dénoté Fr. On trouve que $\kappa_{t_{LES}}$ évolue proportionnellement à Fr^2 quel que soit l'instant considéré et la stabilité atmosphérique initiale. On note que cette loi quadratique est également obtenue dans des simulations numériques directes de turbulence faible en écoulement stablement stratifié ([Staquet et Bouruet-Aubertot, 2001]), de manière consistante avec le régime de *tranquil flow* correspondant à l'état de notre vent catabatique. Cette loi quadratique peu ainsi être utilisée comme une paramétrisation de la diffusivité turbulente pour un écoulement catabatique dans ce régime.

On s'intéresse également à la dépendance de $\kappa_{t_{LES}}$ à l'égard de t et de N_0. On trouve que $\kappa_{t_{LES}}$ évolue linéairement en temps, à mesure que le vent catabatique est accéléré pendant les 3 heures de simulation réalisées ; et présente un comportement en fonction de N_0 de la forme $(A/N_0^4 + B/N_0^5)$. L'utilisation dans l'équation de $\kappa_{t_{LES}}$ de l'expression analytique pour les diffusivités sous-mailles permet de retrouver cette loi. Notons que cette loi n'est pas en contradiction avec la loi quadratique donnant $\kappa_{t_{LES}}$ en fonction du nombre de Froude puisque les échelles de vitesse et de hauteur utilisées dans la définition du nombre de Froude dépendent elles-mêmes de N_0.

Il reste alors à examiner si cette loi est totalement pilotée par le modèle sous-maille ou possède une certaine généralité. Dans ce but, on effectue 2 simulations (associées à deux valeurs différentes de N_0) identiques à celles déjà conduites à l'exception du modèle sous-maille. On utilise alors le schéma de fermeture turbulente de Smagorinski-Lilly. Le même type de loi est retrouvée, avec des valeurs de $\kappa_{t_{LES}}$ environ 1.5 fois supérieures. On conclut donc que $\kappa_{t_{LES}}$ est relativement indépendant du modèle sous-maille, et donc de la dynamique des petites échelles. De plus amples investigations sont néanmoins nécessaires pour confirmer la robustesse de cette assertion. La loi dimensionnelle $\kappa_{t_{LES}}(t, N_0)$ obtenue peut quant à elle être utile d'un point de vue pratique : si la taille de maille d'un modèle méso-échelle est supérieure à la largeur d'une vallée, la valeur du gradient de température potentielle au niveau de la maille comprenant cette vallée peut ainsi être utilisée pour estimer la diffusivité turbulente associée aux vents catabatiques qui vont s'y développer. L'instant initial (correspondant au début de nos simulations et également au début de notre modèle) doit alors être pris en début de nuit, quand l'écoulement catabatique se forme.

Le champ d'ondes internes considéré dans le chapitre 4 n'a pas été considéré dans cette étude puisqu'aucun mécanisme de piégeage des ondes n'est présent dans la configuration numérique et qu'elles engendrent donc une turbulence négligeable. Avec un profil de température potentielle réaliste (possédant parfois des couches de stabilités très différentes), les ondes peuvent éventuellement être piégées à une cer-

taine altitude ou réfléchies vers le bas à partir d'une certaine altitude. si l'amplitude locale de ces ondes est suffisante, un déferlement et du mélange peuvent alors apparaître. Les propriétés de mélange résultantes au sein de la vallée pourraient alors mériter de plus amples investigations. La paramétrisation d'un écoulement atmosphérique dans la CLA d'une vallée encaissée au sein d'un modèle méso-échelle ou général doit en effet prendre en compte toutes les sources significatives de mélange.

De la modélisation simplifiée aux situations réalistes

L'étude des processus de micro-échelle dans la CLA stable d'une vallée encaissée idéalisée nous a permis de caractériser la dynamique des **vents catabatiques** et des **ondes internes**.

Dans une vallée réelle, ces processus entrent en interaction avec des mouvements d'échelles différentes et les caractéristiques météorologiques sont plus fortement conditionnées par les échelles plus grandes (de classe méso-γ). Même lorsque la CLA est découplée de la TL et ne subit qu'une faible influence des **conditions synoptiques**, le signal est alors dominé par les **vents de vallées** et les caractéristiques des **inversions thermiques**, notamment si la vallée est de large extension ou si le complexe orographique implique plusieurs vallées imbriquées.

Néanmoins, ces vents de vallées et ces inversions thermiques dépendent fortement des vents catabatiques puisque ceux-ci constituent une des sources thermique et dynamique de leur existence : La confluence des vents catabatiques engendre des vents de vallées. De plus, ces mêmes vents catabatiques permettent le transport de masses d'air froides vers le fond de vallée et contribuent à la construction des inversions thermiques.

Les ondes internes, quant à elles, sont de trop faible intensité (comparativement aux vents de vallées) pour exercer une influence sensible sur l'intensité et la direction des vents principaux dans la CLA. Néanmoins, lorsque la stratification subit des ruptures brutales (ex : dans la couche d'inversion d'altitude lorsqu'elle existe, ou dans la zone d'entrainement avec la TL), des mécanismes de piegage par réflexion des ondes (cf [Grisouard *et al.*, 2010], [Grisouard et Staquet, 2010] ou [Moum *et al.*, 2003]) peuvent conduire à un déferlement et éventuellement induire un taux de mélange non négligeable (cf [Staquet et Sommeria, 2002]). Elles modifient également la structure de la turbulence de la CLA à très petite échelle (introduisant entre autres des fréquences d'oscillations particulières). Par ailleurs, au dessus de la CLA, ces ondes internes générées par l'instabilités des écoulements locaux, peuvent jouer un rôle plus important, comme le font les ondes de relief.

Dans la partie suivante, nous étendons l'étude à une situation réaliste, et analysons le comportement dynamique de la CLA dans des vallées réelles de large extension.

Troisième partie

Dynamique de la Couche Limite Atmosphérique Stable et Hivernale des vallées Grenobloises

Objet de l'étude

Dans cette partie, nous nous intéressons à la dynamique de la couche limite atmosphérique dans une configuration réaliste de vallée encaissée, lors de périodes critiques du point de vue de la pollution particulaire.
Trois finalités motivent cette étude :

- D'abord, l'évaluation des caractéristiques dynamiques d'une telle couche et la mise en exergue des processus physiques dominants qui y sont à l'oeuvre.

- Ensuite, l'évaluation de la récurrence de certains types de processus dynamiques et de certaines configurations météorologiques lors de ces périodes critiques de pollution.

- Enfin, l'évaluation du lien entre ces processus physiques et l'occurence des pics de pollution particulaire.

La dynamique atmosphérique hivernale est souvent dominée par des conditions stables, localement ou régionalement. Cette stabilité atmosphérique a notamment pour effet de réduire les mouvements et les transferts verticaux. Par ailleurs, dans les vallées, la présence de relief renforce le caractère critique de la pollution du fait de la faible ventilation horizontale qui induit facilement une augmentation des concentrations locales (effet d'accumulation). La combinaison de ces deux phénomènes conduit donc à des épisodes de pollution de forte intensité.

Il est en effet couramment constaté par les prévisionnistes de la qualité de l'air (cf les rapports des ASQAA, par exemple [ASQAA Rhône Alpes, 2009] ou certaines études comme [Silva *et al.*, 2007] ou [Ferrario *et al.*, 2008]) que la pollution particulaire atteint des concentrations nettement plus fortes pendant la période hivernale (comme le montre la figure 5.13), en particulier dans les vallées alpines urbanisées. Pendant cette même période et dans les mêmes zones, la forte fréquence de ces pics de pollution particulaire peut s'avérer très préoccupante vis-à-vis de la santé publique.

Du point de vue de l'analyse physique, si la stabilité est en général invoquée pour expliquer ce phénomène (cf par exemple [Kukkonen *et al.*, 2005]), un grand nombre de questions restent à poser quant à l'établissement de cette stabilité. Notamment, la présence, la structure et le rôle des vents thermiques (vents catabatiques et vents

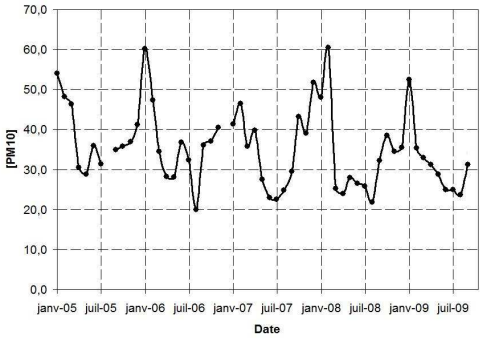


FIG. 5.13 – Evolution temporelle (entre 2005 et 2009) de la concentration en PM_{10} (en $\mu g/m^3$) en moyenne mensuelle sur 6 stations de l'agglomération Grenobloise. Les données sont issues des réseaux de surveillance de l'ASCOPARG. Les périodes d'hiver apparaissent systématiquement significativement plus polluées.

de vallées) typiques de la météorologie locale, sont à expliciter. Par ailleurs, le lien entre les conditions météorologiques qui conduisent à cette stabilité et l'apparition effective d'un pic de pollution reste également à démontrer.

FIG. 5.14 – L'agglomération Grenobloise par conditions de pollution particulaire (source photo : [Chaxel, 2006]).

Le domaine d'étude retenu est la région Grenobloise, très critique du point de vue de la pollution de par le relief complexe et très encaissé du site Grenoblois cumulé au fort taux d'occupation du territoire (l'agglomération compte plus de 530 000 habitants et de nombreuses industries). Par ailleurs, la région Grenobloise est aussi un carrefour de circulation stratégique (lieu de transit et lieu de passage nécessaire pour l'accès à un grand nombre de stations de sports d'hiver). Les émissions de

particules[1] y sont donc relativement importantes et souvent concentrées sur des périodes spécifiques qui sont aussi les périodes pendant lesquelles l'atmosphère est la plus stable. Ces émissions ont ainsi tendance à donner lieu à des épisodes aigues de pollution locale (cf [ASQAA Rhône Alpes, 2009]), faisant de Grenoble une des villes les plus polluées de France. La ville figure en effet devant Paris et Lyon au triste palmarès de la plus mauvaise qualité de l'air, malgré un nombre d'habitants respectivement 22 fois et 3 fois plus faible (cf figure 5.15).

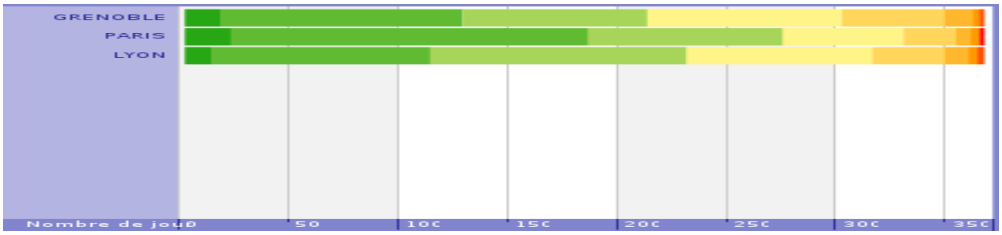


FIG. 5.15 – Comparaison des indices de qualité de l'air de Grenoble, Paris et Lyon pour l'année 2006. Vert : Bonne qualité. Orange : qualité moyenne à médiocre. Rouge : qualité mauvaise à très mauvaise. Grenoble compte 154 jours de qualité moyenne et pire contre 136 pour Lyon et 91 pour Paris (Source : [ADEME, 2006] et http ://www.ademe.fr)

Dans cette étude, on suivra la démarche d'analyse suivante :

1. Dans un premier temps, on cherchera à déterminer les périodes de stabilité atmosphérique dans les vallées de Grenoble, pour l'hiver 2006-2007, et à voir dans quelle mesure elles concordent avec les épisodes de forte pollution particulaire. On cherchera par ailleurs à déterminer la fréquence de tels événements et également à les relier à certains types de temps particulier qui favorisent la préservation d'une couche localement stable pendant une longue période. Ceci fera l'objet du chapitre 6.
2. Dans un second temps, après avoir fait le choix d'une méthode d'analyse que l'on décrira (simulations numériques avec le code MesoNH), on explicitera les caractéristiques dynamiques d'un échantillon de 5 épisodes stables coincidant avec une forte pollution particulaire. On déterminera les analogies structurelles de la dynamique de ces 5 épisodes. Puis, on montrera qu'elles correspondent à une dynamique locale d'origine thermique, entièrement déterminée par les

[1] En fait, les émissions liées au trafic n'induisent qu'une faible part des taux de pollutions *aux particules* observés *en hiver*. De récentes études ([Favez *et al.*, 2010] ou [ASQAA Rhône Alpes, 2009]) ont en effet prouvées que l'émission de particules à Grenoble pendant cette période est majoritairement engendrée par le chauffage domestique et la combustion de biomasse (jusqu'à 68 % des émissions d'après [ASQAA Rhône Alpes, 2009]), le trafic routier étant plus faiblement responsable (environ 15% d'après [ASQAA Rhône Alpes, 2009]). Cette répartition sectorielle des "responsabilités" d'émission est en revanche totalement inversée en été, période pendant laquelle la pollution est essentiellement gazeuse -pollution à l'ozone- et non pas particulaire. En été, l'influence du trafic routier sur la pollution locale est généralement dominante.

particularités géomorpholgiques et physiques du site. On verra notamment que dans ce type d'épisodes, la météorologie grande échelle n'influence pas la dynamique locale puisque la troposphère libre est totalement découplée de la couche limite atmosphérique de la vallée. On utilisera ensuite ces informations pour déterminer un épisode représentatif. Ceci fera l'objet du chapitre 7.

3. Nous analyserons ensuite les résultats issus des simulations numériques en nous focalisant sur la dynamique de la couche limite dans le chapitre 8. Nous décrirons notamment la structure spatiale de la CLA, qui s'avère fortement tridimensionnelle, ainsi que la structure des courants thermiques principaux. Nous verrons que l'imbrication de ces courants résulte en une stratification verticale complexe dans laquelle on peut néanmoins identifier clairement la signature de chacun des courants dominants. Nous examinerons également leur évolution temporelle et nous verrons que ces structures sont relativement stables et persistantes au cours d'un cycle journalier. Enfin, nous identifierons les zones de ventilation du site Grenoblois ainsi que les zones de recirculation et de stagnation, qui peuvent s'avérer les plus critiques du point de vue de la pollution.
4. Enfin, nous examinerons la structure thermique de la couche limite, en nous appuyant à la fois sur les simulations et sur les mesures issues du réseau local. Nous ferons notamment ressortir les différentes échelles de temps caractéristiques de son évolution (le long d'un épisode, mais également au cours d'un cycle journalier) et examinerons l'évolution de l'intensité, de l'épaisseur et de la structure de l'inversion thermique. Nous présenterons ensuite un modèle énergétique permettant de rendre compte de la *persistance* de ces inversions qui conditionne fondamentalement l'accumulation de la pollution. Ce travail fera l'objet du chapitre 9.

Chapitre 6

Pollution particulaire et stabilité atmosphérique

Sommaire

Introduction **114**

1 Le site Grenoblois et ses stations de mesures **115**

1.1 Présentation du site 115

1.2 Localisation des stations 116

1.3 Classification des stations 117

2 Analyse des températures **118**

2.1 Homogénéité horizontale 118

2.2 Gradient vertical de température entre 2 stations 118

3 Détermination des épisodes stables **119**

3.1 Définition d'un *épisode stable* 119

3.2 Critère de détermination des épisodes stables 121

3.3 Détermination des épisodes stables 122

4 Détermination des épisodes de pollution aux PM_{10} **123**

4.1 Seuils légaux de pollution 123

4.2 Critère de détermination des épisodes pollués 124

4.3 Détermination des épisodes de pollution aux PM_{10} 124

5 Stabilité et pollution particulaire **125**

5.1 Correspondance entre épisodes 125

5.2 Corrélation stabilité/pollution particulaire 126

6 Météorologie des épisodes **127**

6.1 Sélection d'un ensemble d'épisodes 127

6.2 Régime anticyclonique 128

6.3 Contexte synoptique 129

6.4 Influence des précipitations 132

Conclusion **133**

Introduction

De nombreuses études montrent que les particules fines en suspension dans l'air, lorsqu'elles pénètrent le système respiratoire en profondeur, peuvent être la cause de nombreux problèmes de santé et même être responsables d'un accroissement significatif du taux de mortalité ([Pope III et Dockery, 2006], [Kappos *et al.*, 2004], [Klot *et al.*, 2002], [Pope III et Dockery, 1992], [Dockery *et al.*, 1993], [Braun-Fahrländer *et al.*, 1992]). L'Union Européenne a donc mis en place des standards de qualité de l'air sur les recommandations sanitaires de l'Organisation Mondiale de la Santé. Néanmoins, les sources d'émission de particules restent diverses et nombreuses (elles peuvent être d'origine naturelle même si la majorité, et notamment les plus dangereuses, sont d'origine anthropique). Durant ces dernières décennies, les concentrations en particules de type PM10 ont par conséquent fréquemment excédé ces seuils de qualité dans bon nombres de villes et de sites industrialisés en Europe (par ex. [Vardoulakis et Kassomenos, 2008], [Ferrario *et al.*, 2008]). Les stratégies de réduction d'émissions doivent alors s'appuyer sur une connaissance des paramètres qui contrôlent ces concentrations.

Dans ce but, un grand nombre d'études ont récemment été conduites afin de déterminer la corrélation entre la concentration en particules et les variables météorologiques classiques (par ex. [Vardoulakis et Kassomenos, 2008], [Klingner et Sahn, 2008]) aboutissant à une corrélation négative entre les concentrations en PM10 et les précipitations ou l'intensité du vent (ce n'est toutefois pas toujours le cas : un vent intense peut également créer de la resuspension et augmenter les concentrations en PM10, cf [Triantafyllou, 2001]). Les corrélations entre les PM10 et d'autres polluants atmosphériques ont aussi été étudiées (par ex. : [Kuo *et al.*, 2008]), montrant que les concentrations en NOx, en CO et en SO2 sont fréquemment corrélées aux concentrations en PM10. D'autres études se sont intéressées à des paramètres météorologiques représentant les conditions de ventilation (par exemple : [Holst *et al.*, 2008], [Guzmán-Torres *et al.*, 2009]) et prouvent que la concentration en PM10 croît avec la stagnation et décroît avec la hauteur de mélange. Des modélisations par régressions statistiques sont ainsi proposées ([Demuzere et van Lipzig, 2010], [Sansone *et al.*, 2006]).

Plusieurs études récentes montrent que la stabilité atmosphérique semble jouer un rôle déterminant sur l'accumulation des particules. [Vecchi *et al.*, 2007] et [Perrino *et al.*, 2001] évaluent par exemple cette stabilité à partir de la concentration en Radon (qui est supposé être émis à taux constant par radioactivité naturelle). [Zoras *et al.*, 2006] l'évaluent selon une classification basée sur l'intensité du vent et l'irradiation solaire. D'autres auteurs ([Janhäll *et al.*, 2006], [Kolev *et al.*, 2000]) l'estiment à l'aide d'un nombre de Richardson (moyen sur la couche de surface). Par ailleurs, bon nombre d'études analysent des épisodes de pollution particulaire et montrent qu'ils ont fréquemment lieu lors d'une inversion thermique, aussi bien dans des grandes villes sur des sites de plaine ([Kukkonen *et al.*, 2005], [Janhäll *et al.*, 2006], [Vecchi *et al.*, 2007]) que dans des vallées, qu'elles soient peu peuplées ([Silva *et al.*, 2007]), ou urbanisées

([Olofson *et al.*, 2009], [Guzmán-Torres *et al.*, 2009]).

A partir d'un échantillon de 21 épisodes dans 7 villes différentes, [Kukkonen *et al.*, 2005] établit une classification des épisodes de pollution et distingue les épisodes induits par une inversion thermique de ceux engendrés par le transport longue distance.

Parallèlement, [Pernigotti *et al.*, 2007] constate que les conditions synoptiques peuvent fortement moduler les concentrations en particules. [Wang *et al.*, 2009], [Kuo *et al.*, 2008], [Schaefer *et al.*, 2008] et [Wang *et al.*, 2010] constatent que les épisodes les plus intenses ont lieu sous un régime de haute pression. [Triantafyllou, 2001] établit un lien entre les régimes de temps et les épisodes de pollution particulaire. Sur 29 épisodes dans une vallée de Grèce, il montre que plus de la moitié se produit par conditions *anticycloniques*. Il identifie également des épisodes de resuspension qui ont lieu lors de passage de front froid engendrant de forts vents.

Dans le présent chapitre, après avoir présenté le site d'étude (section 1) et les mesures (section 2), nous chercherons à déterminer les périodes de stabilité atmosphérique (section 3) et à voir dans quelle mesure elles coïncident avec les épisodes de forte pollution aux PM10 dans la région Grenobloise (section 4 et 5). Nous déterminerons par ailleurs la fréquence de tels évènements. Puis, nous chercherons à relier ces épisodes à un contexte météorologique plus global, en analysant les conditions synoptiques qui favorisent la préservation d'une couche localement stable pendant une période de l'ordre de plusieurs jours, conduisant ainsi à une accumulation progressive des polluants (section 6).

1 Le site Grenoblois et ses stations de mesures

1.1 Présentation du site

Situé dans dans la région Rhône-Alpes, au sud du département de l'Isère, Grenoble se trouve géographiquement aux pieds de l'arc Alpin et sur son versant Ouest. Prisonnière de trois massifs imposants (Chartreuse au Nord, Vercors à l'Ouest et Belledonne au Sud), l'agglomération Grenobloise est engoncée dans l'ancienne vallée glaciaire de l'Isère, aujourd'hui lit du fleuve. Elle se trouve à environ 200m d'altitude et est surplombée par des sommets très élevés (le Grand Pic de Belledonne culminant à 2977m, et le grand Veymont, point sommital du Vercors, culminant à 2340m, les deux se trouvant à quelques km de distance de l'agglomération).

Grenoble se trouve à la confluence de 3 vallées principales qui forment un complexe orographique fortement tridimensionnel et singulier, surnommé le "Y" Grenoblois en raison de sa géométrie. La figure 6.1 montre l'orographie du site ainsi que les noms associés aux massifs, aux vallées et aux lieux principaux auxquels nous ferons fréquemment référence dans la suite. Ces trois vallées principales sont :

1. La *vallée du Grésivaudan*, au nord-est de l'agglomération, reliant Grenoble à Chambéry.

2. La *vallée de Voreppe* (que nous nommerons *Cluse de Voreppe*) au nord-ouest de la ville, reliant Grenoble à la plaine Isèroise.
3. La *vallée du Drac*, au sud de la ville, relie Grenoble au plateau du Trièves, situé plus en altitude. Nous distinguerons en fait la *basse vallée du Drac*, située dans le bassin Grenoblois et dont l'altitude est peu variable et proche de 250 m ASL, et la *haute vallée du Drac* qui relie le bassin Grenoblois au plateau du Trièves, zone encaissée et dans laquelle l'altitude de fond de vallée varie entre environ 250 m (embouchure avec le bassin Grenoblois) et 800m (près du plateau du Trièves). Par ailleurs, parallèlement à cette *haute vallée du Drac* se situe la *vallée de la Gresse*, qui possède une orientation et une inclinaison très similaire, et qui relie également le bassin Grenoblois au plateau du Trièves.

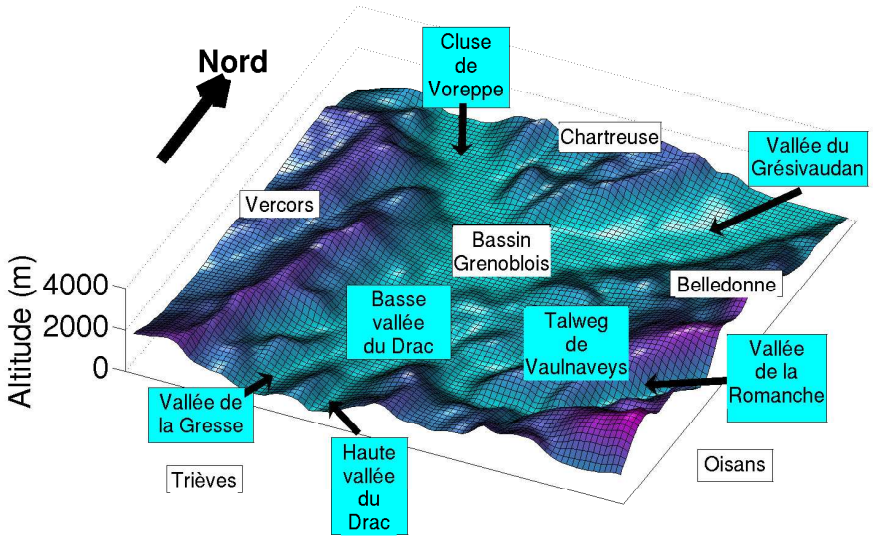


FIG. 6.1 – Géographie du site Grenoblois. Blanc : massifs, plateaux et bassins. Bleu : vallées et talwegs orographiques.

A ces trois vallées de grande taille (de l'ordre de plusieurs kilomètres de large et de plusieurs dizaines de kilomètres de long), il faut ajouter une quatrième vallée, au sud-est de la ville :

La *vallée de la Romanche*, particulièrement encaissée et plus haute en altitude que les 3 autres, qui rejoint le massif de l'Oisans. Nous verrons que malgré sa taille plus modeste, elle joue un rôle très fort dans la dynamique du site, à l'instar des trois vallées précédemment citées.

1.2 Localisation des stations

La vallée Grenobloise dispose de peu de stations de mesures météorologiques. Ces stations sont uniquement des stations sol et ne fournissent notamment aucun

sondage atmosphérique vertical. La carte de la figure 6.2 montre l'emplacement de ces différentes stations de mesures dans le Y Grenoblois.

FIG. 6.2 – Localisations des stations météorologiques de la région Grenobloise (Source carte : Google Earth).

Les relevés de température, de vitesse du vent et de direction du vent sont disponibles à ces stations avec une résolution temporelle de 1h.

1.3 Classification des stations

Ces stations sol se situent à différentes altitudes. Néanmoins, sur un site où le relief explore une gamme d'altitudes très large (de 200m à 3000m), on peut considérer que certaines stations figurent approximativement à la même altitude (à 150m près voire moins)

Pour plus de simplicité, dans la suite, on considèrera qu'elles peuvent globalement être classifiées en stations de haute altitude (H), de moyenne altitude (M) ou de basse altitude (B). Les altitudes et catégories des stations sont synthétisées dans le tableau 6.1.

STATION	ALTITUDE	CATEGORIE D'ALTITUDE
Le Versoud	220 m	B
Champ sur Drac	230 m	B
Pont de Claix	237 m	B
Champagnier	363 m	B
Peuil de Claix	935 m	M
Le Gua	1600 m	H
Saint Hilaire	1700 m	H
Chamrousse	1730 m	H

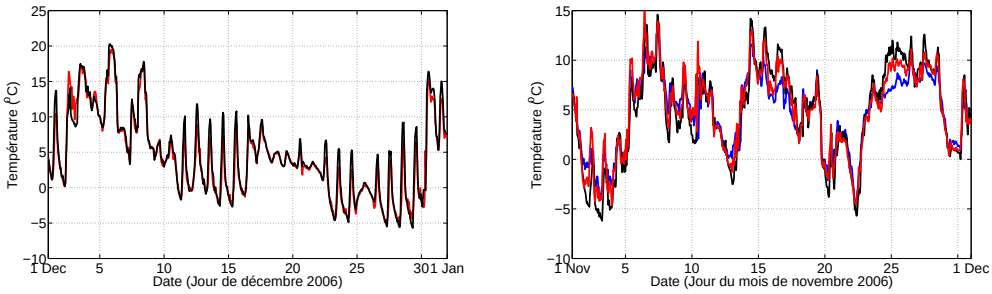
TAB. 6.1 – Altitudes des stations météorologiques du Y Grenoblois.

2 Analyse des températures

2.1 Homogénéité horizontale

L'analyse des données montre que les températures mesurées en 2 stations d'altitudes similaires (type H, M ou B) sont quasiment identiques, comme le montre la figure 6.3 qui illustre l'évolution temporelle de la température au sol pour le mois de décembre 2006 à 2 stations de type B (fig. 6.3a) et aux 3 stations de type H (fig. 6.3b).

Les stations de Pont de Claix et de Champ sur Drac (dont les températures sont tracées sur la figure 6.3a) se situent toutes les deux à une altitude d'environ 230 m, au sud de l'agglomération Grenobloise et sont distantes de 6 km. On constate bien que les séries temporelles de température à ces stations sont très bien corrélées (coefficient de corrélation de 0.96), la station de Pont de Claix ayant une amplitude diurne plus marquée dûe à une émissivité thermique plus forte (sol urbanisé). Il en est de même pour les 3 stations de type H pourtantes distantes entre elles d'une vingtaine de kilomètres.



(a) (b)

FIG. 6.3 – a) Evolution temporelle de la température à 2m pour le mois de décembre 2006 aux stations de Champ sur Drac (rouge) et Pont de Claix (noir). Le même comportement est observé pour les 2 autres stations.
b) Idem pour le mois de novembre 2006 aux stations de Chamrousse (noir), Saint Hilaire (rouge) et Le Gua (bleu).

Ainsi, les variations horizontales de température peuvent être considérées comme négligeables (en première approximation) devant les variations verticales, le ratio moyen valant $\frac{<\frac{dT}{dh}>_{hiver}}{<\frac{dT}{dz}>_{hiver}} \approx \frac{1}{200}$. Dans ce chapitre, le champ de température sera supposé *quasi-homogénène horizontalement* dans le Y Grenoblois.

2.2 Gradient vertical de température entre 2 stations

Ainsi, le gradient entre deux stations est (presque) équivalent au gradient vertical. Nous évaluons ainsi 4 gradients verticaux à partir de couples de station de haute et basse altitude situées dans une même vallée. On retient les gradients de

température entre Saint Hilaire et Le Versoud (noté HV), entre Chamrousse et Le Versoud (noté CV), entre Chamrousse et Champagnier (noté CC), et entre Le Gua et Pont de Claix (noté GP).

La figure 6.4 présente l'évolution temporelle de ces gradients pour les 5 mois de la période hivernale 2006-2007 (novembre à mars). On y superpose aussi le gradient adiabatique γ_{adiab} et le gradient de température absolue nul (caractérisant une couche isotherme). Toute valeur de gradient supérieure au gradient adiabatique correspond à une situation stable et toute valeur supérieure au gradient nul correspond à une situation d'inversion thermique. Notons que cela ne signifie pas obligatoirement que l'intégralité de la couche comprise entre les 2 altitudes considérées soit effectivement stable. Nous verrons néanmoins dans les résultats de simulation que ceci est approximativement le cas (dans certaines circonstances, la température évolue même quasi-linéairement).

De manière générale, on constate qu'il y a une grande correspondance entre les 4 gradients calculés. En effet, les coefficients de corrélation temporelle entre ces gradients, sur toute la période hivernale, sont donnés dans le tableau 6.2. La corrélation la plus faible observée ($\rho = 0.83$) correspondant aux gradients calculés entre les 2 zones les plus éloignées, dans deux vallées distinctes (entre HV et GP soit entre le nord Grésivaudan et le plateau du Trièves). Ces résultats confirment bien la faible dépendance horizontale des champs de température, même lorsqu'on considère 2 vallées différentes.

Gradient	HV	CV	CC	GP
HV	1			
CV	0.89	1		
CC	0.85	0.95	1	
GP	0.83	0.86	0.88	1

TAB. 6.2 – Coefficient de corrélation entre gradients de température obtenus entre 4 couples de stations. HV : Gradient entre Saint Hilaire et Le Versoud, CV : entre Chamrousse et Le Versoud, CC : entre Chamrousse et Champagnier, GP : entre Le Gua et Pont de Claix.

3 Détermination des épisodes stables

Dans ce paragraphe, on cherche à déterminer les épisodes statiquement stables par l'intermédiaire des précédents calculs de gradients verticaux de température.

3.1 Définition d'un *épisode stable*

La figure 6.4 illustre bien la variabilité journalière de la stabilité atmosphérique. Les nuits de la période d'hiver sont en effet systématiquement stables (voire présentent une inversion thermique) et cette stabilité diminue fortement dans la journée

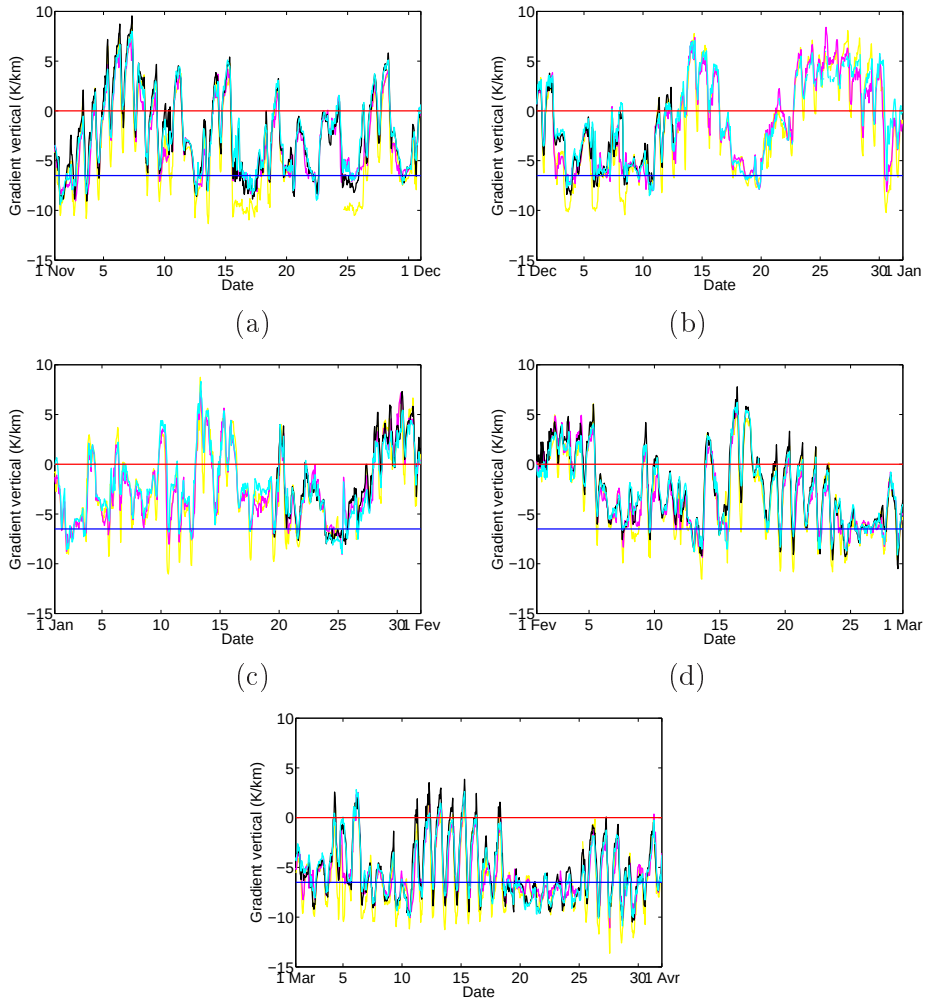


FIG. 6.4 – Evolution temporelle des gradients verticaux de température absolue entre les stations indiqués dans le tableau 6.1 pour les 5 mois de la période d'hiver : (a) novembre 2006 (b) décembre 2006 (c) janvier 2007 (d) février 2007 (e) mars 2007.
Courbes : magenta : gradient CC, cyan : CV, noir : HV, jaune : GP.
Droites : bleue : gradient adiabatique humide, rouge : Isotherme.

jusqu'à atteindre, dans la majorité des cas, une situation instable (ie convective) en fin d'après-midi, vers 17h, lorsque le soleil se couche. La stabilité augmente alors continuellement jusqu'au lever du soleil. Ce comportement est classique de la couche limite et est décrit dans les ouvrages généraux ([Stull, 1988], [Garratt, 1994], ou [Whiteman, 2000] pour les zones de montagnes).

Si dans la majorité des cas, l'atmosphère devient instable en journée, la figure 6.4 montre en revanche qu'il existe des journées pour lesquelles le gradient thermique reste stable pendant l'intégralité du cycle journalier. Ces journées existant souvent

du fait de l'existence d'une circulation régionale favorisant ce type de régime (blocage anticyclonique et/ou inversion d'altitude), elles ne sont souvent pas isolées mais persistent sur une période de la durée du régime de temps régional (de l'ordre de quelques jours à une semaine, parfois plus). La plupart du temps, donc, une journée entièrement stable n'arrive jamais seule et la stabilité persiste plusieurs jours. Nous parlerons alors d'*épisode stable*.

3.2 Critère de détermination des épisodes stables

En regardant les courbes de la figure 6.4, on remarque aisément des périodes de forte stabilité où la courbe de $\frac{dT}{dz}$ semble clairement au dessus de sa moyenne temporelle. Nous considérerons qu'on est en présence d'un *épisode stable* si le critère suivant est vérifié :

$$\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{24h} > \left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{hiver} \quad \textit{pendant plus de } 72 \textit{ h consécutives.}$$

où $<>_{24h}$ représente une moyenne temporelle *glissante* sur 24h et $<>_{hiver}$ représente la moyenne temporelle pendant toute la période hivernale. Dans ce critère, $\frac{dT}{dz}$ représente la moyenne des 4 gradients thermiques précédemment calculés.

La signification de ce critère est statistique. Les seuils de $\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{hiver}$ et de $72h$ sont fixés de manière à détecter les épisodes anormalement stables au sens de la variabilité naturelle de la stabilité atmosphérique. On obtient ainsi une méthode de détection qui prend en compte les nécessités suivantes :

1. La stabilité moyenne sur un cycle diurne est bien représentative de l'état de stabilité de l'atmosphère, même s'il s'établit un courte période de convection.
2. Comme la moyenne sur tout l'hiver vaut $\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{hiver} = -2.95^o C/km$ et est largement supérieure à $\gamma_{adiab} = -6.5^o C/km$, la condition $\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{24h} > \gamma_{adiab}$ conduirait à sélectionner la quasi-intégralité de la période hivernale et on perdrait alors le lien avec l'acuité de la pollution. Dès lors, la valeur moyenne hivernale $\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{hiver}$ semble un seuil judicieux.
3. Une journée stable isolée peut être issue de la variabilité statistique du gradient de température ; en revanche une période de plusieurs jours sera sans doute significative d'une dynamique atmosphérique favorisant la mise en place de régimes stables, critiques du point de vue de la pollution, puisque la durée typique d'un régime de temps est de l'ordre de quelques jours à une semaine. Nous considérerons donc qu'une période stable est significative si la stabilité persiste au moins 3 jours consécutifs, cette valeur étant issue de l'analyse des cycles de cohérence des séries temporelles de températures et de concentration en particules.

Ce critère permet ainsi de détecter les épisodes de forte stabilité au sens probabiliste : La figure 6.5 présente la densité de probabilité de $\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{24h}$. Elle montre que 37% des journées d'hiver vérifient $\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{24h} > \left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{hiver}$. Le critère sélectionne les périodes ayant une persistance supérieure à 3 jours, parmi ces 37% des journées les plus

stables. Elles représentent alors 71%[1] des 37% des épisodes de forte stabilité, soit au total les 25% les plus extrêmes.

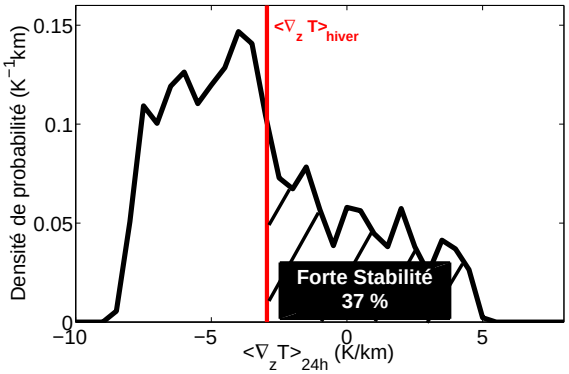


FIG. 6.5 – Densité de probabilité du gradient vertical $\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{24h}$ pour les 5 mois de la période d'hiver 2006-2007. Rouge : Moyenne hivernale $\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{hiver}$.

3.3 Détermination des épisodes stables

Selon le critère précédent, on détermine les épisodes stables de l'hiver 2006-2007 (cf tableau 6.6).

Episode n°	Période stable	Nombre de jours consécutifs	$\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{episode}$ (K/km)
S1	4/11/2006 - 9/11/2006	6.5	+0.79
S2	13/11/2006 - 15/11/2006	3	-1.16
S3	26/11/2006 - 28/11/2006	3.3	+0.36
S4	30/11/2006 - 02/12/2006	3.2	-1.16
S5	11/12/2006 - 17/12/2006	6.9	+1.29
S6	20/12/2006 - 30/12/2006	11	+1.86
S7	12/01/2007 - 16/01/2007	5.2	+0.29
S8	27/01/2007 - 05/02/2007	10.5	+0.82
S9	15/02/2007 - 18/02/2007	3.7	-1.41

TAB. 6.3 – Episodes stables déterminés par le critère de détection.

Certains de ces épisodes sont de faible durée (3 jours) et avec une stabilité modérée (l'épisode $S2$ par exemple). D'autres en revanche sont longs (6 à 11 jours) et avec une stabilité très élevée (les épisodes $S5$ et $S6$ notamment ; pendant lesquels la température potentielle à $1600m$ est en moyenne supérieure de 12 °C aux températures en fond de vallée). La figure 6.6 indique la position des 9 épisodes ainsi déterminés sur la courbe temporelle du gradient vertical (moyenne des 4 gradients verticaux CC, CV, HV et GP).

[1] En fraction temporelle, et non pas en nombre d'épisodes.

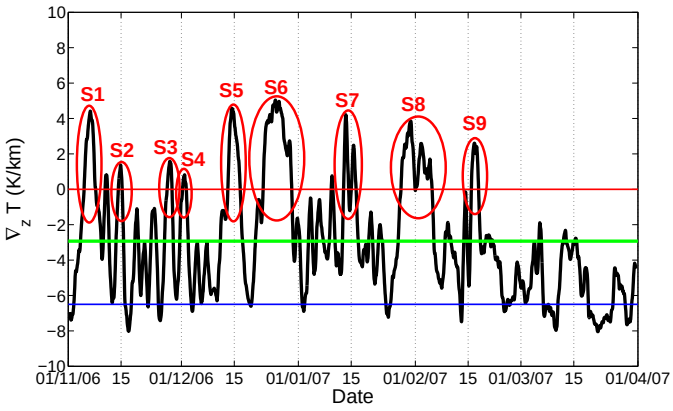


FIG. 6.6 – Evolution temporelle du gradient vertical $\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{24h}$ (moyenne des 4 gradients verticaux CC, CV, HV et GP) pour les 5 mois de la période d'hiver 2006-2007 et positionnement des 9 épisodes stables. La droite bleue représente la valeur du gradient adiabatique γ_{adiab} (ie le seuil de stabilité), la droite verte la moyenne hivernale du gradient et la droite rouge la valeur de 0 K/km (ie le seuil d'inversion).

4 Détermination des épisodes de pollution aux PM_{10}

Les archives des mesures de polluants de l'Ascoparg permettent de suivre l'évolution temporelle de la concentration en PM_{10}. Notons que la législation ayant changé au cours de l'hiver 2006-2007, la quantification des polluants de type PM_{10} n'est pas homogène sur cette période. Avant le 1° janvier 2007, seule la part non volatile des PM_{10} était mesurée. Après cette date, la part volatile est également prise en compte. Les données antérieures ont donc subi une réévaluation par l'ASCOPARG afin d'obtenir des valeurs prenant en considération cette fraction volatile. Les maximas restent néanmoins révélateurs des pics de pollution, sur lesquels nous nous focalisons ici.

4.1 Seuils légaux de pollution

Le décret français 2002-203 du 15 février 2002 précise les seuils de concentration de PM_{10} qu'une agglomération est légalement tenue de ne pas dépasser[2]. Par ailleurs, les recommandations sanitaires du Conseil Supérieur d'Hygiène Publique de France (CSHPF) et de l'Organisation Mondiale de la Santé (OMS) fournissent des seuils de nocivité qui diffèrent légèrement. Le tableau 6.4 résume ces seuils et leurs valeurs de concentrations respectives. Ils permettent alors de définir une situation *polluée*.

[2] En fait, une dérogation à cette loi autorise 35 jours de dépassements par an...

	Valeurs à respecter	
Type de seuil	**Décret français** (en $\mu g/m^3$)	**Recommandations du CSHPF** (en $\mu g/m^3$)
Seuil de qualité	30 (moyenne annuelle)	30 (moyenne sur 8h)
Valeur limite	40 (moyenne annuelle)	20 (moyenne annuelle)
Valeur limite	50 (moyenne journalière)	50 (moyenne journalière)
Seuil d'information	80 (moyenne journalière)	80 (moyenne glissante sur 24h)
Seuil d'alerte	125 (moyenne journalière)	125 (moyenne glissante sur 24h)

TAB. 6.4 – Seuils légaux de pollution.

4.2 Critère de détermination des épisodes pollués

En s'appuyant sur ces valeurs, nous considérerons donc qu'une journée est *polluée aux* PM_{10} si la concentration journalière moyenne excède 50 $\mu g/m^3$. Par ailleurs, par souci de cohérence avec la détermination des épisodes stables des paragraphes précédents, nous parlerons d'*épisode de pollution aux* PM_{10} lorsque :

$$\langle [PM_{10}] \rangle_{24h} > 50 \ \mu g/m^3 \ \textit{pendant plus de 72 h consécutives.}$$

Précisons que cette durée de 72 h ne correspond à aucune législation ou convention particulière en matière de qualité de l'air. Ainsi défini, le critère est néanmoins similaire au critère utilisé par [Zoras *et al.*, 2006] et [Triantafyllou, 1994].

4.3 Détermination des épisodes de pollution aux PM_{10}

L'application du critère précédent aux mesures permet de déterminer les épisodes de pollution particulaire de l'hiver 2006-2007 (tableau 6.5). La figure 6.7 indique la position des épisodes sur la courbe temporelle de la concentration en PM_{10}.

Episode n°	Période polluée	nb jrs consécutifs	$\langle C \rangle_{episode}$ ($\mu g/m^3$)	C_{max} ($\mu g/m^3$)
P1	6/11/2006 - 8/11/2006	4	62	70
P2	14/11/2006	1	56	56
P3	26/11/2006 - 28/11/2006	3	71	78
P4	01/12/2006 - 02/12/2006	2	58	63
P5	11/12/2006 - 16/12/2006	6	70	90
P6	23/12/2006 - 01/01/2007	10	63	92
P7	11/01/2007 - 17/01/2007	7	56	62
P8	25/01/2007 - 07/02/2007	14	58	74
P9	17/02/2007 - 23/02/2007	7	67	81
P10	13/03/2007 - 17/03/2007	5	80	111

TAB. 6.5 – Episodes de pollution déterminés par le critère de détection.

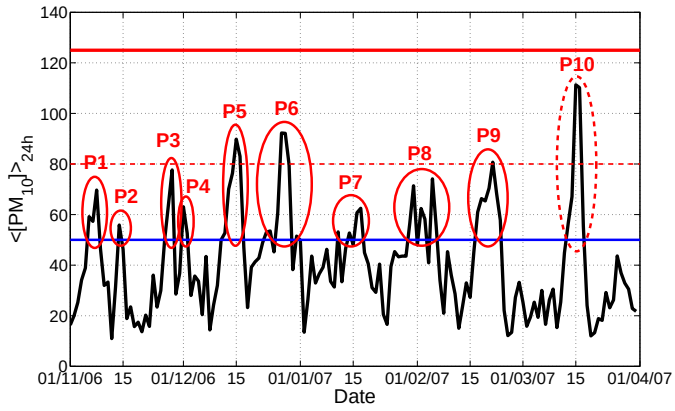


FIG. 6.7 – Evolution temporelle de la concentration $\langle [PM_{10}] \rangle_{24h}$ pour les 5 mois de la période d'hiver 2006-2007 et positionnement des 10 épisodes pollués. La droite rouge pointillée représente le seuil légal d'information ($80\mu g/m^3$) et la droite rouge continue le seuil d'alerte ($125\mu g/m^3$). La droite bleue représente le seuil de pollution ($50\mu g/m^3$).

5 Stabilité et pollution particulaire

5.1 Correspondance entre épisodes

Au regard des deux jeux de périodes déterminés (S_i pour les épisodes stables et P_i pour les épisodes pollués), la correspondance semble flagrante : 9 des 10 épisodes coïncident, comme le montre la figure 6.8. On les nomme désormais E_i lorsqu'ils coincident.

Notons pourtant certaines déviations :

- D'abord, la plupart des épisodes de pollution arrivent avec un léger retard par rapport aux épisodes de stabilité. Ceci semble toutefois cohérent : il faut d'abord que l'atmosphère reste stable pour que les polluants émis localement s'accumulent et que leur concentration augmente et dépasse les seuils.

- Ensuite, un des épisodes de pollution (l'épisode $P10$) ne correspond pas à un épisode de stabilité. L'annexe A fournit une analyse rapide de cet épisode, qui suggère que le transport longue distance est responsable de la pollution locale.

- Par ailleurs, l'intensité de la stabilité **moyenne** sur l'épisode (cf tableau 6.6) n'est pas parfaitement corrélée à l'intensité de la concentration en PM10 **moyenne** sur l'épisode (cf tableau 6.5). On le voit notamment avec l'épisode $E9$, qui est le moins stable, en moyenne sur l'épisode (et un des plus courts) et pourtant un des épisodes les plus pollués (en moyenne sur l'épisode). On retrouve également ce manque de corrélation (dans l'autre sens) pour

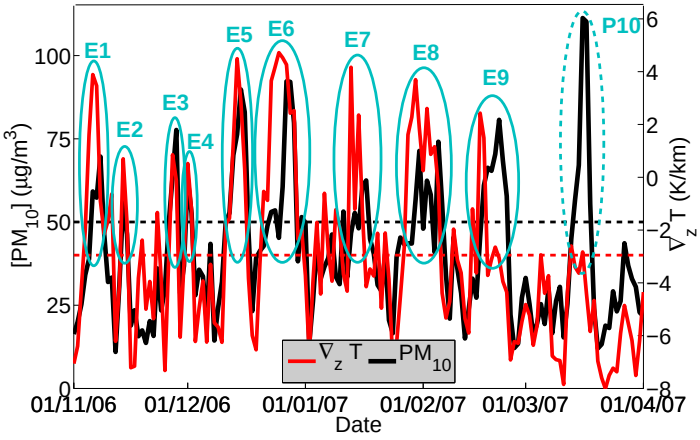


FIG. 6.8 – Comparaison de l'évolution temporelle de la concentration $\langle [PM_{10}] \rangle_{24h}$ (noir) et du gradient vertical de température $\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{24h}$ (rouge) pour les 5 mois de la période d'hiver 2006-2007 et positionnement des épisodes stables et pollués (E_i) et de l'épisode P_{10}. La droite noire pointillée représente le seuil de pollution ($50\mu g/m^3$) et la droite rouge pointillée le seuil de stabilité ($\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{hiver}$).

l'épisode $E6$ qui est de loin le plus stable et le plus long de la période hivernale et pourtant "faiblement" pollué (comparativement aux 9 autres). Pour relier l'intensité de l'épisode de pollution à l'intensité de la stabilité, il est donc clair que d'autres facteurs sont à prendre en considération au premier rang desquels la variabilité des émissions (l'épisode $E9$ coincide par exemple avec les vacances scolaires d'hiver, associées à une intensification du trafic automobile dans la région Grenobloise ; c'est aussi une période de fort chauffage domestique).

– Notons que dans les cas des épisodes $E6$ et $E9$ précédemment cités, la stabilité **maximale** de l'épisode est en revanche bien corrélée à la concentration **maximale** en PM10 (cf figure 6.8). Cette corrélation des maximas ne s'applique toutefois pas tout le temps : l'épisode $E7$ en est un contre-exemple.

Sur l'exemple de l'hiver 2006-2007, nous pouvons tout de même conclure que : *Tout épisode stable induit un épisode de pollution.* Cette assertion semble par ailleurs généralisable (au moins) à la décennie en cours, pendant laquelle les émissions locales de polluants n'ont que faiblement varié.

5.2 Corrélation stabilité/pollution particulaire

La figure 6.9 montre que la concentration en PM10 augmente de façon notable avec la stabilité atmosphérique.
Le tableau 6.6 montre le coefficient de corrélation entre les séries temporelles de

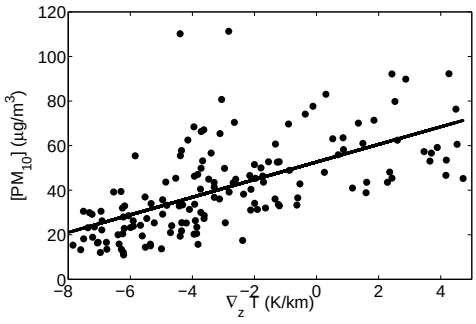


FIG. 6.9 – Diagramme $([PM_{10}], \nabla_z T)$. Chaque point représente la moyenne sur une journée au cours des 5 mois d'hiver. La droite est issue d'une régression linéaire.

concentration en PM_{10} et de gradient vertical de température. On voit que la corrélation entre les deux est forte. Ce résultat est en accord avec [Vecchi *et al.*, 2007] qui observent une corrélation de 0.62 la nuit et de 0.85 le jour à Milan ; et [Guzmán-Torres *et al.*, 2009] qui l'estiment à 0.56 à Mexico.

Période	Coefficient de corrélation entre $\nabla_z T$ et $[PM_{10}]$
Totalité des 5 mois d'hiver	$\rho = 0.68$
Pendant l'ensemble des épisodes stables	$\rho = 0.89$

TAB. 6.6 – Coefficient de corrélation entre la stabilité atmosphérique et les concentrations en PM10.

On rappelle que le *coefficient de détermination* est donné par le carré du coefficient de corrélation. Ainsi, la stabilité atmosphérique pendant les épisodes stables expliquent ρ^2 soit 79% de la variance des concentrations en PM_{10}. Les pics de pollution ne sont donc pas imputables *uniquement* à la stabilité. Néanmoins, il semble que l'intensité de la pollution dépende très majoritairement de l'intensité de la stabilité (l'influence du transport longue distance est donc très faible pendant ces épisodes stables).

6 Météorologie des épisodes

On analyse ici les situations synoptiques associées à ces épisodes à la fois stables et pollués.

6.1 Sélection d'un ensemble d'épisodes

Dans ce qui suit, nous restreindrons notre analyse aux cas les plus extrêmes du point de vue de la stabilité, car c'est l'aspect dynamique qui nous intéresse dans la suite de l'étude. On ne retient donc que les épisodes de stabilité :

1. Supérieurs à 5 jours.
2. D'intensité très élevée telle que :
$\left\langle \frac{dT}{dz} \right\rangle_{episode} > 0K/km.$

Des résultats précédents, on extrait donc les épisodes $E1$, $E5$, $E6$, $E7$ et $E8$. Le tableau 6.7 donne les dates du *coeur* de chacun des 5 épisodes, qui correspond aux journées les plus stables et les plus polluées de l'épisode.

Episode	Coeur
E1	6-7 novembre 2006
E5	13 au 16 décembre 2006
E6	27 au 30 décembre 2006
E7	13 au 16 janvier 2007
E8	30-31 janvier 2007 puis 1 au 3 février 2007

TAB. 6.7 – Coeurs des épisodes $E1$, $E5$, $E6$, $E7$, $E8$.

6.2 Régime anticyclonique

La figure 6.10 montre l'évolution temporelle de la pression (ramenée au niveau de la mer) sur Grenoble pendant tout l'hiver. En rouge sont superposées les périodes correspondant aux 9 épisodes stables. On voit que tous les épisodes stables et pollués se produisent lors d'un régime anticyclonique ($P > 1013hPa$) et se terminent quand la pression commence à chuter (de façon cohérente avec ce qui se passe dans beaucoup d'autres villes Européennes, cf [Kukkonen *et al.*, 2005]).

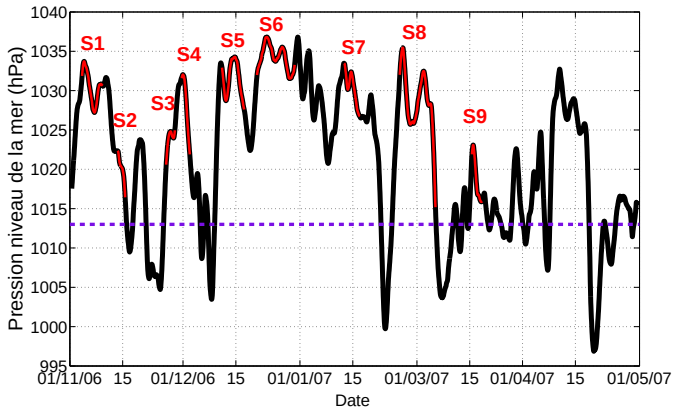


FIG. 6.10 – Noir : Evolution temporelle de la pression (au niveau de la mer) sur Grenoble pendant l'hiver 2006-2007. Les 9 épisodes stables sont superposés en rouge. Violet pointillée : 1013 hPa.

La figure 6.11 donne la densité de probabilité de la pression (au niveau de la mer) sur Grenoble pendant les 5 mois de l'hiver 2006-2007. On constate que :

1. D'une part, la densité de probabilité présente deux maximums, traduisant le fait que l'atmosphère alterne majoritairement entre deux états : une situation fortement anticyclonique et une situation de pression moyenne ou de dépression très légère (entre 1010 et 1015 hPa).
2. D'autre part, les situations d'anticyclone (et même d'anticyclone intense) sont bien plus fréquentes que les situations dépressionnaires, ce qui induit une moyenne hivernale très supérieure à 1013 hPa.

Par ailleurs, on note que *les épisodes stables et pollués représentent* 30% *(en durée) de la période hivernale*. Ceci semble donc s'expliquer par la forte fréquence des régimes anticycloniques et leur incidence sur la stabilité locale et la pollution particulaire. Notons que cette valeur est très proche de celle trouvée par [Whiteman *et al.*, 1999b] qui estiment que le *Colorado Plateau Basin* présente des inversions thermiques intenses pendant 36% de la période hivernale. Ils montrent également que ces inversions thermiques se produisent en conditions anticycloniques.

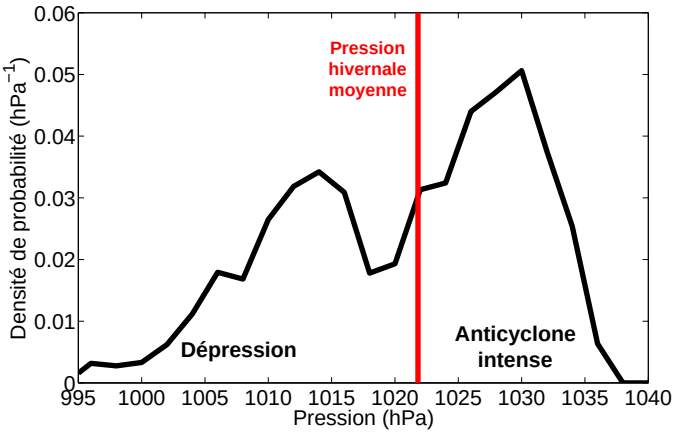


FIG. 6.11 – Densité de probabilité de la pression (au niveau de la mer) sur Grenoble pour les 5 mois de l'hiver 2006-2007. Rouge : Moyenne hivernale.

La figure 6.12 montre les cartes synoptiques (pression au niveau de la mer et température à 500 hPa) correspondant au coeur de chacun des 5 épisodes. On constate que l'anticyclone associé est bien spatialement centré sur la région Grenobloise ou plus généralement sur la France.

6.3 Contexte synoptique

L'annexe B montre l'évolution du contexte synoptique au cours de ces épisodes. On voit alors qu'ils s'inscrivent dans différents régimes de temps (type NAO -phase positive ou négative -, dorsale ou blocage). Il est vraisemblable que l'intensité de la stabilité puisse dépendre de ces régimes de temps : en effet, pendant le coeur

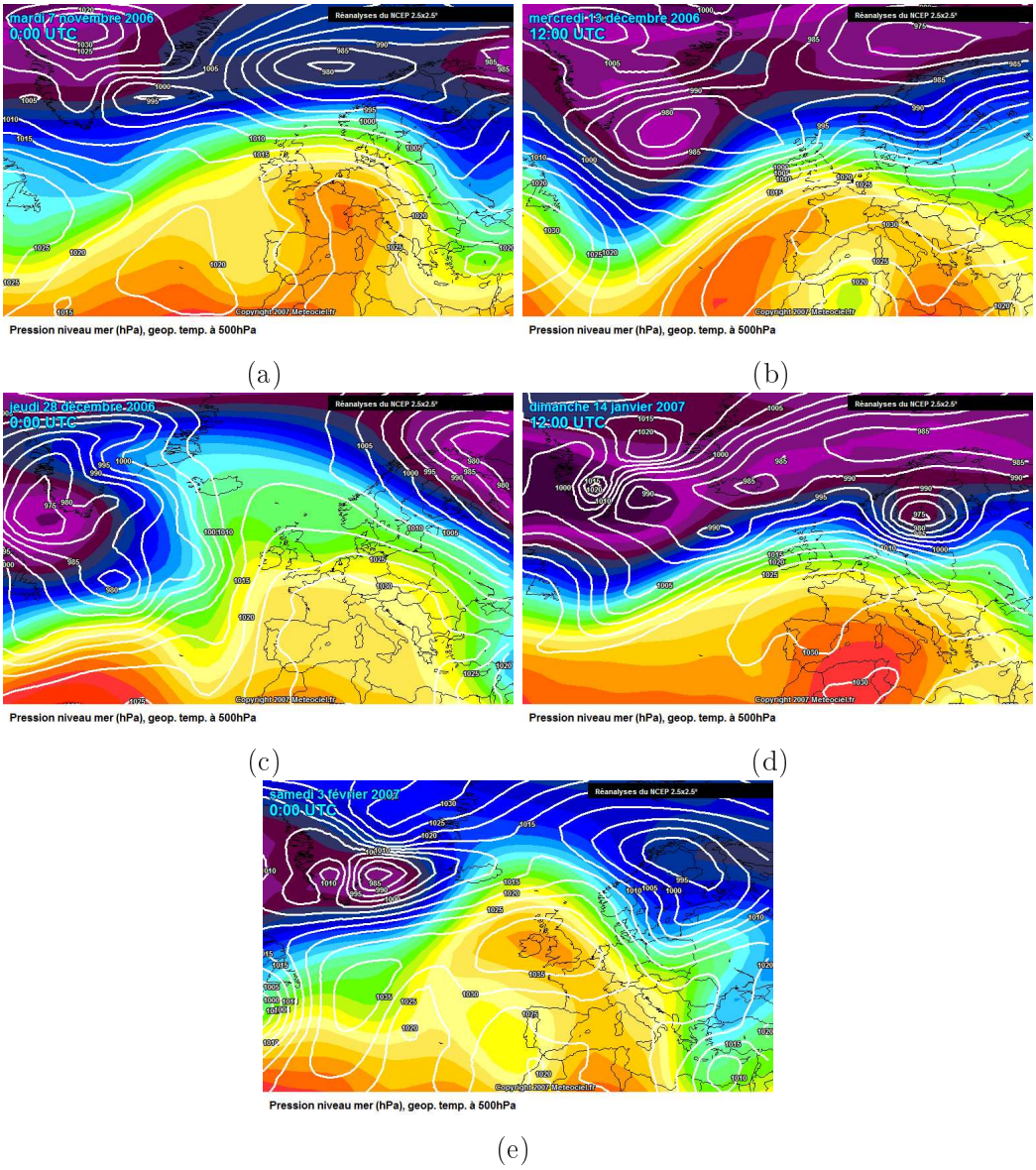
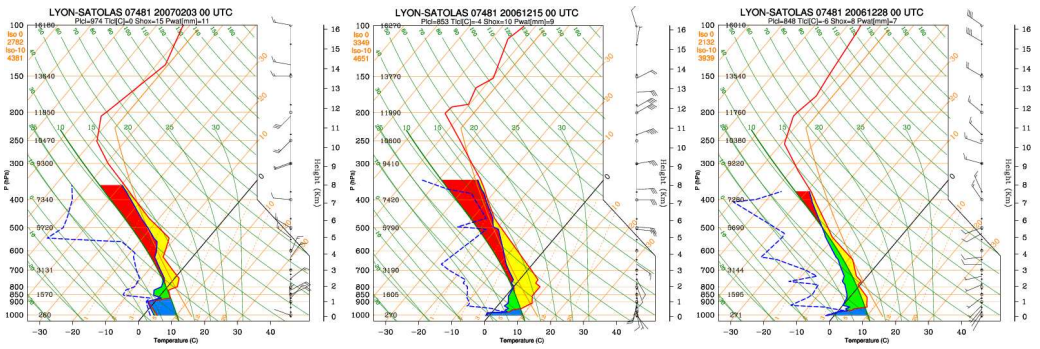


FIG. 6.12 – Carte synoptique (pression au niveau de la mer et température au géopotentiel 500 hPa) pendant le coeur de chaque épisode $E1$ (a), $E5$ (b), $E6$ (c), $E7$ (d), $E8$ (e). Données de réanalyses du *National Centers for Environmental Prediction* (NCEP).

de tous ces épisodes, des inversions thermiques grande échelle se forment, comme le montrent les radiosondages de la figure 6.13, effectués à Lyon st Exupéry[3] (un site de plaine à 80 km de Grenoble). Toutefois, on note que l'épisode E8 est associé à l'inversion d'altitude la plus intense (cf figure 6.13a), ce qui est cohérent avec le

[3] Qui est le lieu le plus proche de l'agglomération Grenobloise où des sondages atmosphériques verticaux sont réalisés.

régime de dorsale prononcé auquel il correspond : l'anticyclone arrive sur une "goutte froide" (masses d'air venue des pôles) initialement présente sur la région. Ainsi l'air est très froid en basses couches et chaud au dessus. Notons que la stabilité locale sur Grenoble n'est pourtant pas plus intense dans cet épisode (cf figure 6.6).



(a) (b) (c)

FIG. 6.13 – Radiosondage de Lyon Saint Exupéry, pendant le coeur de l'épisode E8 -régime dorsale (a), E5 - régime NAO (b), E6 - régime blocage (c).

En fait, pour tous ces épisodes, la stabilité est engendrée par advection synoptique d'une masse d'air chaud sur une masse d'air froid. La figure 6.14 montre en effet l'évolution temporelle de la température en fond de vallée (au Versoud) en noir et de la température approximativement au sommet de la CLA (à Chamrousse) en rouge. Sur cette figure, les inversions sont représentées par des zones grisées et les épisodes E_i sont superposés en bleu. On constate que :

1. La température en fond de vallée subit un cycle diurne marqué alors que la température au sommet de la CLA subit bien plus fortement les modulations synoptiques.

2. Les épisodes sont engendrés non pas par un fort refroidissement du fond de vallée, mais au contraire **par un réchauffement de la TL**, et donc des zones d'altitudes.

Ainsi, contrairement aux inversions *diurnes* qui se créent et se détruisent selon un cycle journalier uniquement du fait du réchauffement et refroidissement des basses couches, les inversions *persistantes* qui donnent lieu aux épisodes de pollution particulaire sont créés par advection de masses chaudes à l'échelle synoptique. Le refroidissement du fond de vallée est alors d'influence minoritaire. Ce résultat est en accord avec les résultats de [Whiteman *et al.*, 1999b] qui constatent le même phénomène pendant la période hivernale dans le *Colorado Plateau Basin*. Notons qu'en mars, les modulations synoptiques ne sont plus d'intensité suffisante pour réchauffer les couches d'altitude ce qui conduit à une absence d'épisodes (résultat également similaire à [Whiteman *et al.*, 1999b]).

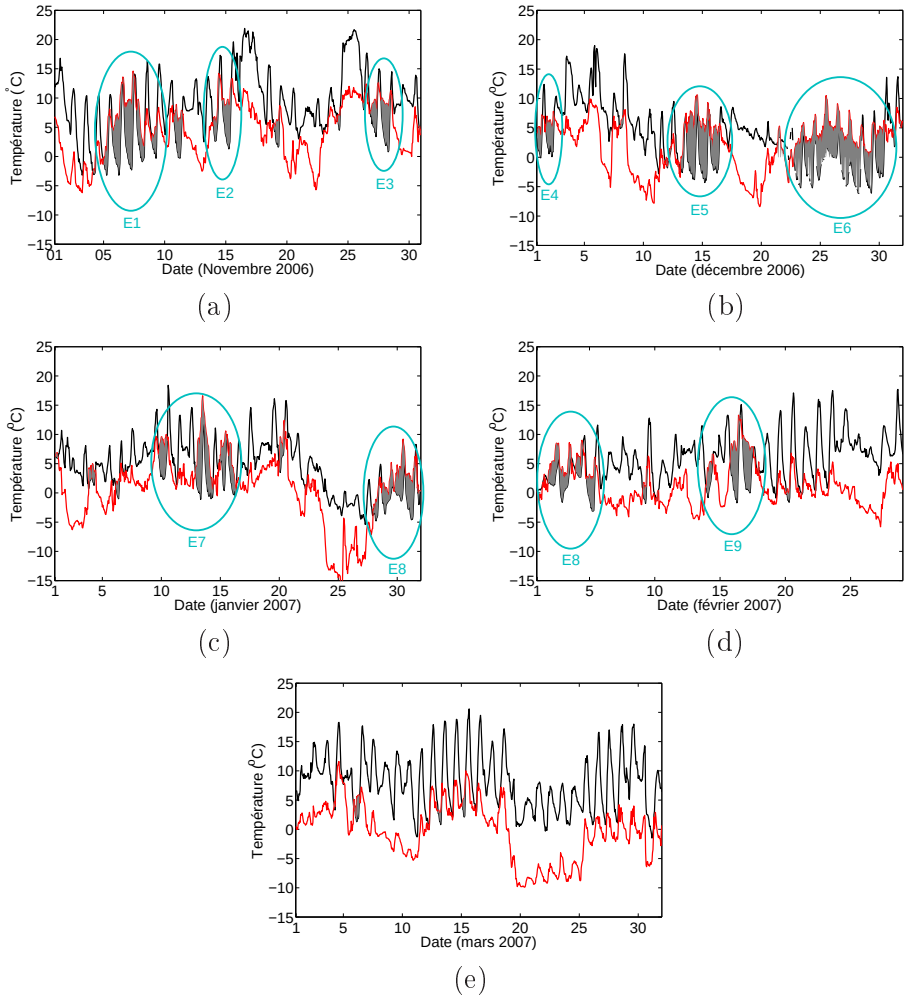


FIG. 6.14 – Evolution temporelle de la température en fond de vallée (Versoud) en noir et de la température au sommet de la CLA (Chamrousse) en rouge pour les 5 mois de la période d'hiver : (a) novembre 2006 (b) décembre 2006 (c) janvier 2007 (d) février 2007 (e) mars 2007. Les zones grises correspondent aux inversions thermiques. Les épisodes stables sont superpsosés en bleu.

6.4 Influence des précipitations

Quel que soit le régime associé et l'évolution synoptique suivie, le coeur de l'épisode est toujours associé à une période *sans précipitation* (puisqu'anticyclonique). La fin de l'épisode est par ailleurs toujours marquée par l'arrivée d'une perturbation nuageuse et de précipitations, qui "lessivent" l'atmosphère et réduisent les concentrations en PM10 (cf figure 6.15) de façon cohérente avec les résultats de [Holst *et al.*, 2008].

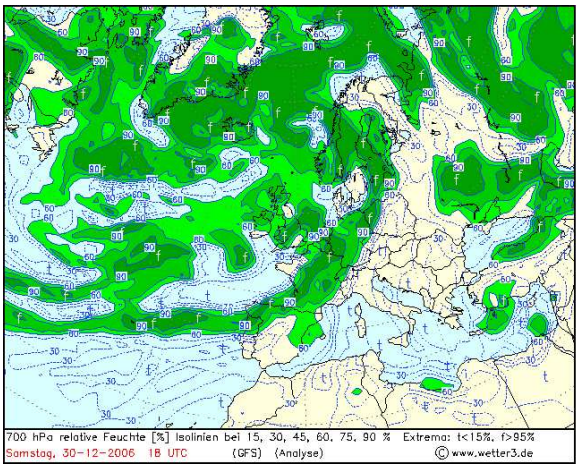


FIG. 6.15 – Humidité relative à 700 hPa (données issues du modèle opérationnel Wetter3). Pénétration des fronts nuageux de la fin de l'épisode E6. Les autres épisodes ont un comportement similaire.

Conclusion

Au travers des données météorologiques locales, nous avons pu déterminer que la température semblait quasi-homogène horizontalement sur le site Grenoblois. Nous avons ainsi utilisé la différence d'altitude des stations au sol pour déterminer un gradient vertical de température dans les vallées Grenobloises.

Après avoir mis au point un critère permettant de définir un *épisode stable*, nous avons extrait les périodes correspondant aux 9 épisodes stables de l'hiver 2006-2007. Nous avons procédé de même avec les mesures de concentration en $PM10$ pour extraire les 10 *épisodes pollués* de ce même hiver.

Nous avons constaté la correspondance très forte entre 9 de ces 10 épisodes, aboutissant ainsi à la conclusion que la forte stabilité atmosphérique locale engendrait systématiquement un épisode de pollution intense, dans lequel le taux de pollution excède les seuils réglementaires et sanitaires. L'examen du dernier épisode pollué a prouvé que d'autres causes pouvaient être à l'origine des pics de pollution des vallées Grenobloises, notamment le transport longue distance de particules.

On note par ailleurs que les 10 épisodes pollués (soit la totalité des épisodes de la période d'étude) se produisent par conditions anticycloniques. C'est donc bien plus que les 60% observés par [Triantafyllou, 2001] en Grêce. Ceci s'avère cohérent avec l'étude de [Grivas *et al.*, 2008] (faite sur la région d'Athènes) qui montre d'une part des maxima de concentration en PM10 dans la période estivale, suggérant l'influence de transformations photochimiques des particules, et d'autre part l'importance du transport longue distance (notamment des intrusions Sahariennes) en Europe du Sud. Grenoble, au contraire, exhibe des pics de concentration l'hiver (cf figure 5.13) ce qui suggère que les phénomènes conduisant à ces épisodes de pollution sont différents et beaucoup plus fréquemment (dans 90% des cas) liés aux conditions lo-

cales. Ils sont donc très majoritairement des épisodes *induits par une inversion* (cf classification de [Kukkonen *et al.*, 2005]).

Nous avons toutefois constaté qu'il n'était pas strictement possible de relier quantitativement l'intensité de la stabilité atmosphérique locale à l'intensité de la pollution (d'autres facteurs déterminants, comme la variabilité des émissions, étant nécessairement à prendre en considération pour cela), même si le gradient de température vertical explique près de 80% de la variance de la concentration en particules pendant les épisodes stables.

Par ailleurs, l'évolution d'un épisode est totalement conditionnée par les régimes de temps, tant dans sa durée que dans ses caractéristiques. Le début de l'épisode étant corrélé à l'apparition d'une stabilité à grande échelle, engendrée par l'advection synoptique d'une masse d'air chaud sur une masse d'air froid initialement présente. Et l'épisode prenant en général fin lorsqu'une dépression ou l'arrivée d'un front d'Ouest apparaît, ce qui engendre l'advection synoptique d'une masse d'air froid. La diminution de la concentration en PM10 est alors imputable à l'arrivée de précipitations.

Chapitre 7

Système de vents de vallées pendant les épisodes de pollution

Sommaire

Introduction 136

1 Description des simulations 137

1.1 Modélisation topographique 137

1.2 Caractéristiques numériques de la configuration $C1$ 138

1.3 Simulations effectuées 140

2 Dynamique nocturne générale des 5 épisodes 140

2.1 Régimes synoptiques des 5 épisodes 140

2.2 Description du courant établi (fin de nuit) 142

2.3 Evolution temporelle de la dynamique nocturne 145

3 Système de vents de vallée sur le complexe Grenoblois . . . 146

3.1 Système de vent de vallée pendant les épisodes de pollution . 146

3.2 Origine du système de vents de vallée 147

3.3 Sélection d'un épisode représentatif 148

4 Influence de l'écoulement synoptique 149

4.1 Nature des courants principaux 149

4.2 Canalisation synoptique 151

4.3 Synthèse 152

5 Quantification du découplage CLA/TL 152

5.1 Evaluation du degré de découplage 152

5.2 Cas de couplage : le 14 janvier 2007 (E7) 154

5.3 Comportement en situation de couplage 155

5.4 Evolution au cours d'un épisode 157

Conclusion 157

Introduction

Dans le chapitre 6, nous avons vu que les épisodes pollués aux PM10 sur Grenoble étaient presque tous engendrés par inversion thermique et qu'ils survenaient toujours par régime anticyclonique.

Sur les sites urbains de plaine (comme Londres, Oslo, Helsinki, Pékin, Milan...) lorsque la pollution est induite par les mêmes conditions, le vent local est généralement très faible voire inexistant (cf [Kukkonen *et al.*, 2005], [Wang *et al.*, 2010]). C'est en revanche rarement le cas dans les vallées, qui sont soumises à des processus spécifiques (cf chapitre 2), comme des effets de canalisation du vent, des systèmes de vents de vallée, la création de « lacs d'air froid », des régimes de Foehn, ou des vents de pentes ; tous ces processus ayant un impact sur la dynamique des polluants (cf [Triantafyllou et Kassomenos, 2002], [Harnisch *et al.*, 2009]).

[Gohm *et al.*, 2009] mettent en avant 3 types de mécanismes présents dans la vallée de l'Inn et agissant directement sur le transport des particules, parmi lesquels les vents de pentes et les systèmes de vents de vallée. Les vents de pente peuvent notamment avoir un impact sur la répartition spatiale des polluants en les transportant vers des couches en altitude, parfois de façon très inhomogène dans la vallée ([Schnitzhofer *et al.*, 2007], [Harnisch *et al.*, 2009]). Les systèmes de vents de vallées induisent quant à eux des recirculations menant à une accumulation des polluants (cf [Triantafyllou, 2001], [Triantafyllou *et al.*, 2000]).

Par ailleurs, [Guardans et Palomino, 1995], dans une étude de l'influence du régime synoptique sur le vent local dans une vallée d'Espagne, montrent que les régimes anticycloniques par temps clair favorisent l'émergence d'un système de vent de vallée (contrairement aux situation dépressionnaires). Ils montrent pour cela que le vent local subit une composante journalière fortement prononcée.

Ainsi, lors d'épisodes de pollution particulaire engendrés par inversion thermique, dans une vallée, on s'attend à ce que la circulation dans la CLA soit essentiellement pilotée par des effets locaux (vents de pentes et vents de vallée). Et la connaissance détaillée de ces circulations locales est nécessaire pour expliquer la répartition et l'évolution spatiale et temporelle des polluants.

Sur la région Grenobloise, la dynamique locale menant à des épisodes de pollution à l'ozone a été étudiée par [Couach, 2002], [Couach *et al.*, 2003] puis par [Chaxel, 2006] et [Chaxel et Chollet, 2009]. La description concernait uniquement des situations estivales.

Un cas d'étude en période hivernale, analysé par [Chaxel, 2006] et [Chemel *et al.*, 2007] met en évidence la présence d'un système de vents de vallée sur la région Grenobloise. Les polluants sont alors piégés dans la CLA par une inversion thermique mais les mouvements locaux sont importants.

Le présent chapitre a pour objet de raffiner l'analyse de l'organisation générale des courants locaux de la CLA des vallées Grenobloises en situation hivernale, et plus particulièrement, lors d'épisodes anticycloniques, stables et pollués. Nous chercherons également à évaluer l'origine de ces courants ainsi que le degré de couplage entre la CLA et la TL. Nous analyserons pour cela des simulations numériques

réalisées avec le code MesoNH.

Dans un premier temps, nous présenterons la configuration numérique utilisée pour ces simulations (section 1). Puis, nous expliciterons les résultats généraux de la dynamique d'un échantillon de 5 épisodes $E1$, $E5$, $E6$, $E7$, $E8$ (cf chapitre 6) obtenus à l'aide de ces simulations numériques (section 2). Nous chercherons à déterminer le système de vents de vallée et les courants qui semblent revenir de façon systématique pendant ces 5 épisodes. La comparaison de leur dynamique nous permettra de déterminer leurs analogies (dont nous verrons qu'elles sont nombreuses). Nous en déduirons un épisode qui soit dynamiquement représentatif de l'ensemble, pour lequel nous analyserons en détail la dynamique locale dans les chapitres 8 et 9. Ceci sera fait dans la section 3. Enfin, nous caractériserons la relation qu'il existe entre l'écoulement synoptique et les courants locaux à l'intérieur des vallées, en évaluant tout d'abord l'influence de l'écoulement synoptique (section 4) puis en quantifiant le découplage entre CLA et TL (secton 5).

1 Description des simulations

Le code utilisé pour les simulations numériques est le code MesoNH, présenté dans le chapitre 3.

1.1 Modélisation topographique

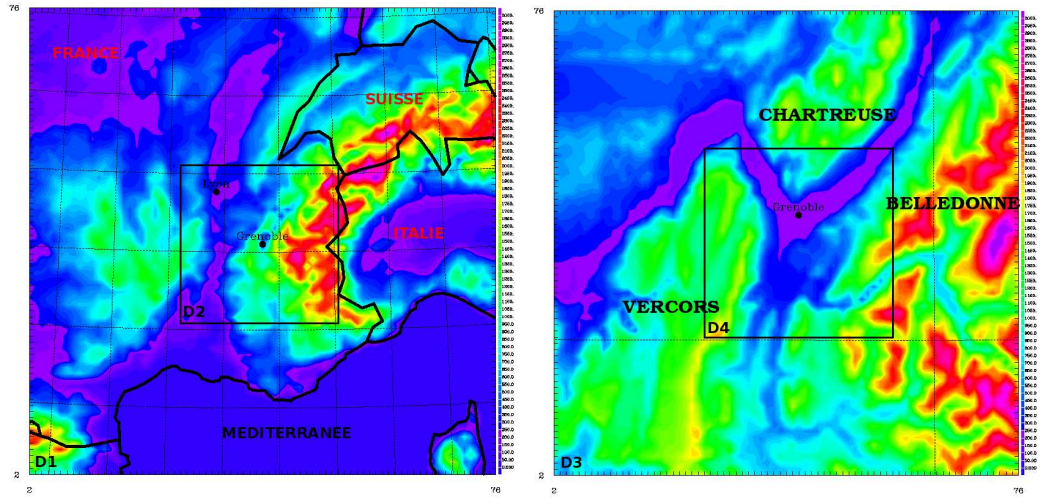
Nous utilisons 4 domaines d'études imbriqués. Ces 4 domaines sont tous carrés et centrés sur l'agglomération Grenobloise. Le domaine père fait 675 km de côté de manière à contenir tout l'arc Alpin et la vallée du Rhône, qui exercent un rôle important sur la dynamique atmosphérique. Chaque domaine fils est entièrement inclus dans son domaine père.

La figure 7.1 illustre cette topographie des 4 domaines. On distingue clairement le "Y" Grenoblois sur les domaines 3 et 4 et le tableau 7.1 résume leurs caractéristiques.

Domaine	Taille ($L_x \times L_y$)	Nombre de mailles horizontales ($n_x \times n_y$)	Résolution ($\delta x = \delta y$)
D1	$675km \times 675km$	75×75	9 km
D2	$225km \times 225km$	75×75	3 km
D3	$75km \times 75km$	75×75	1 km
D4	$30km \times 30km$	90×90	0.333 km

TAB. 7.1 – Caractéristiques des 4 domaines imbriqués.

Pour les 4 domaines, l'orographie est modélisée à l'aide de la base de données *Gtopo30* de Météo-France dont la résolution spatiale est de 1km (la résolution sur le sous-domaine $D4$ est donc plus fine que celle de la base de données, elle est ainsi obtenue par interpolation, ce qui revient à la lisser sur une résolution de 1km). La couverture de sol est modélisée à l'aide de la base de données *Ecoclimap 2* de Météo-France dont la résolution horizontale est également de 1 km. Les caractéristiques



(a) (b)

FIG. 7.1 – (a) Topographie du Domaine père (D1) et du sous-domaine D2. (b) Topographie des sous-domaines D3 et D4 (D3 étant totalement inclus dans D2).

physiques du sol sont déterminées en fonction de la classification de leur couvert local sur une base de 242 types de sol différents.

La résolution du maillage du modèle de sol est identique à celle du maillage atmosphérique (même nombres et tailles de mailles).

1.2 Caractéristiques numériques de la configuration $C1$

Le tableau 7.2 résume les caractéristiques numérique de la configuration $C1$ utilisée ici[1].

La résolution verticale subit un étirement (elle est très fine au sol et plus lache au sommet).

Les conditions aux limites latérales du domaine D1 sont un forçage des champs dynamiques par des données issues du centre Européen ECMWF. Ce forçage s'effectue à chaque pas de temps, il est variable dans le temps avec un réajustement des champs toutes les $6h$ à partir des données de l'ECMWF, le forçage étant linéairement variable entre deux états prescrits des champs.

Les conditions aux limites latérales sur les domaines D2/D3/D4 sont de type ouvertes, avec une équation de Sommerfeld pour la vitesse (vitesse de phase fixée par condition d'Orlanski). Néanmoins, un forçage aux limites est imposé à chaque modèle imbriqué à partir des champs de son modèle père. Ce forçage impose en partie les champs de "grande échelle" (ie du domaine père) aux bornes du domaine fils à chaque pas de temps, via des conditions de relaxation de type Carpenter.

Au sol, la rugosité est imposée par les caractéristiques physiques de chaque maille du modèle de sol. La base de données fixe le type de végétation pour chaque maille et

[1] Par opposition à la configuration numérique $C2$, plus résolue verticalement et avec des simulations plus longues, qui sera présentée et utilisée dans les chapitres suivants

Nombre de mailles verticales	60 (D1/D2/D3/D4)
Résolution verticale au sol	$\delta z = 15m$
Résolution verticale au sommet	$\delta z = 600m$
Stretching vertical	6% jusqu'à 2000m AGL 8% au dessus
Altitude du toit du domaine	9500m
Pas de temps	D1 : 8s D2 : 4s D3 : 2s D4 : 1s
Conditions aux Limites latérales	D1 : Forçage ECMWF D2 : Grid-nesting 2-ways D3 : Grid nesting 1-way D4 : Grid nesting 1-way
Conditions aux Limites au sol	SURFEX
Conditions aux Limites au sommet	Gradient nul Couche d'absorption de Rayleigh
Schéma d'advection variables scalaires	Ordre 2 centré, définis positifs en temps et en espace
Schéma d'advection variables vectorielles	Ordre 4 centré en temps et en espace
Solveur de pression	Richardson (itération adaptative)
Modèle de turbulence	Ordre 1.5 type TKE totalement 3D
schéma de fermeture turbulente	Longueur de mélange de Bougeault-Lacarrère (1989)
Schéma radiatif	ECMWF 1D multi-longueur d'ondes
Pas de temps schéma radiatif	10 mn
Diffusion numérique additionnelle	Oui
Modèle de ville	TEB
Température interne des batiments	$19°C$

TAB. 7.2 – Caractéristiques numériques de la configuration $C1$.

les variables physiques correspondant à ce type de végétation (cf [Le Moigne, 2009]). Des modules supplémentaires du modèle de sol permettent d'intégrer une physique particulière pour les zones urbaines, prenant en compte notamment les diverses spécificités thermiques et radiatives de ces zones, ainsi que des modules relatifs aux lacs, aux rivières et à la neige. La condition aux limites au sol est donc hétérogène (et instationnaire) et dépend des caractéristiques physiques locales du sol, prises en compte par le modèle de sol.

Le forçage thermique au sol est également calculé par le modèle de sol qui intègre un schéma de rayonnement (solaire et infrarouge). Les flux de chaleur sensibles

et latents sont donc hétéorogènes et instationnaires et calculés par des modules physiques spécifiques au sein du modèle de sol.

Un schéma de diffusion numérique est ajouté de manière à lisser les fluctuations artificiellement créées par les schémas de discrétisation.

L'atmosphère est considérée humide mais aucun schéma de résolution des nuages ou de la condensation n'est activé. La variable "eau liquide" n'est donc pas prise en compte.

1.3 Simulations effectuées

On effectue une simulation d'une des nuits du coeur des 5 épisodes $E1$, $E5$, $E6$, $E7$, $E8$. Les dates retenues sont données dans le tableau 7.3. Chaque simulation débute à 00h (UTC) de la journée considérée et dure jusqu'à 10h (UTC) de la même journée.

Episode	Date retenue	Heure de lever du Soleil (UTC)
E1	07 novembre 2006	6h22
E5	15 décembre 2006	7h11
E6	28 décembre 2006	7h18
E7	13 janvier 2007	7h15
E8	3 février 2007	6h57

TAB. 7.3 – Journées retenues pour les 5 épisodes pour les simulations et heure de lever du Soleil (UTC).

2 Dynamique nocturne générale des 5 épisodes

Le code met un certain temps à s'affranchir des conditions initiales imposées (plus de détails sont donnés dans l'annexe C sur ce temps de *spin-up numérique*, que nous estimons à $4h$ dans ce type de configuration). Nous n'analyserons donc pas les données des premières heures simulées, pendant lesquelles la dynamique s'établit.

Nous porterons donc l'essentiel de notre attention sur l'état de l'écoulement "en fin de nuit". Le tableau 7.3 donnant l'heure de lever du Soleil nous indique qu'il semble judicieux de comparer la dynamique à $06h$ UTC[2] pour chaque épisode si l'on souhaite comparer un comportement nocturne à un même instant. Quelques considérations seront néanmoins données sur l'évolution temporelle de cet écoulement dans la section 2.3.

2.1 Régimes synoptiques des 5 épisodes

La figure 7.2 montre l'évolution temporelle de la direction du vent synoptique au cours des 5 épisodes simulés. Le tableau 7.4 donne le secteur du régime synoptique

[2] Grenoble étant situé dans le fuseau UTC+1, l'heure locale est en avance d'une heure.

pour chaque épisode. Par *secteur du régime synoptique*, nous entendons dans tout ce chapitre, la direction du vent à l'isobare 700 hPa, parmi les 8 secteurs (de 45^o chacun) : Nord, Nord-Est, Est, Sud-Est, Sud, Sud-Ouest, Ouest, Nord-Ouest.

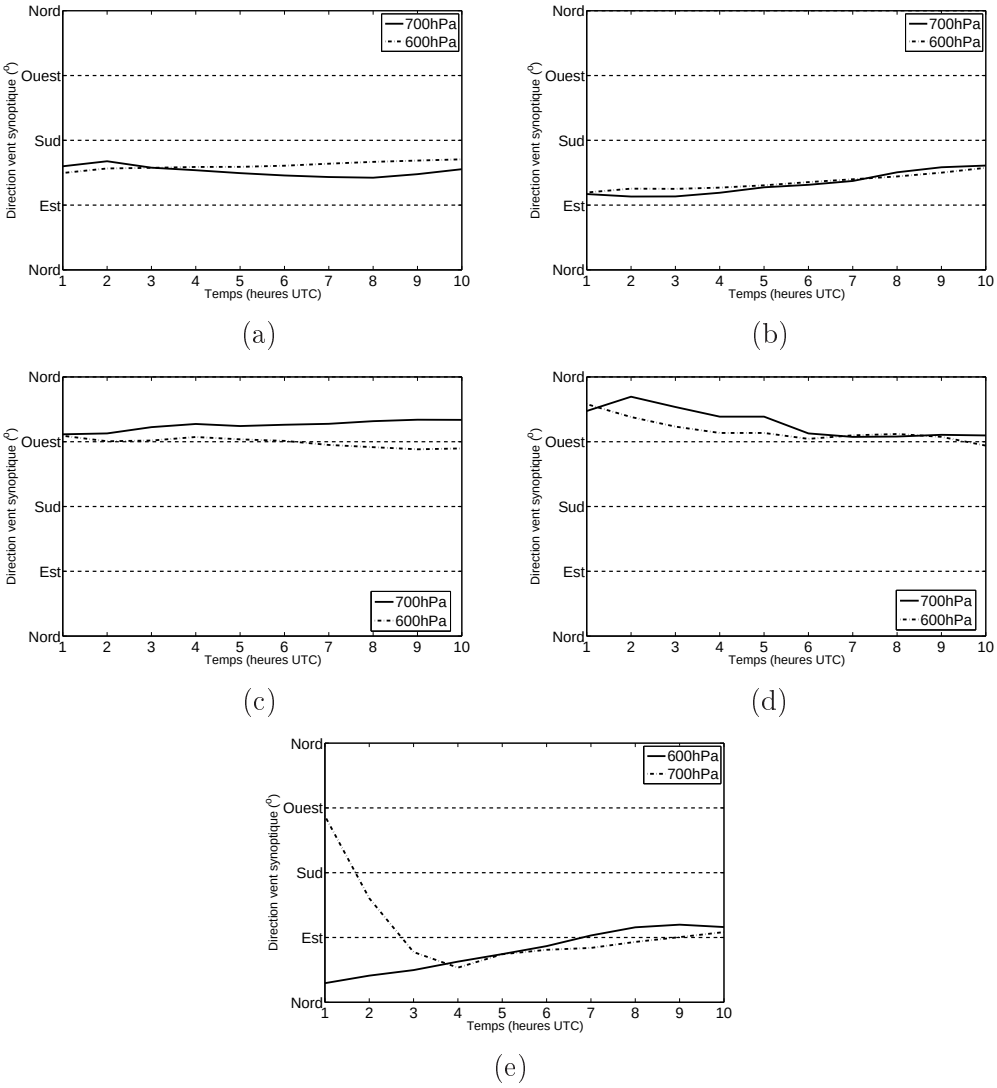


FIG. 7.2 – Evolution temporelle simulée de la direction du vent synoptique à 700hPa, approximativement à 3100m (trait plein) et 600hPa, approximativement à 4200m (trait pointillé) entre $01h$ et $10h$ (UTC) le 7 novembre - $E1$ (a), le 15 décembre - $E5$ (b), le 28 décembre - $E6$ (c), le 13 janvier - $E7$ (d) et le 3 février - $E8$ (e). La direction est celle de la provenance du vent (un vent de Sud pointe vers le Nord).

Ces caractéristiques de la troposphère libre calculées par le code correspondent bien aux mesures effectuées par radiosondages à l'aéroport de Lyon Saint Exupéry (comparaison non montrée). Le régime déterminé par les simulations correspond à celui mesuré dans tous les épisodes, malgré le relatif éloignement entre le site du radiosondage et la vallée Grenobloise (environ 80 km, soit une faible distance à

Episode	Direction du vent synoptique à 01h UTC	Direction du vent synoptique à 10h UTC
E1	Sud-Est	Sud-Est
E5	Est	Sud-Est
E6	Ouest	Nord-Ouest
E7	Nord-Ouest	Ouest
E8	Nord-Est	Est

TAB. 7.4 – Direction du vent synoptique pour les 5 épisodes. La direction est celle de la provenance du vent (un vent de Sud pointe vers le Nord)

l'échelle synoptique).

L'altitude géopotentielle à 700 hPa est située en moyenne autour de 3100 m ASL et l'altitude géopotentielle à 600 hPa se trouve autour de 4200 m ASL (ce qui correspond à des situations anticycloniques fortes, comme souligné au chapitre 6). Notons que cette altitude géopotentielle évolue en général peu voire très peu au cours des 10 heures de simulations, ce qui montre que le régime synoptique est assez stable et que l'on est bien au coeur des épisodes. On obtient moins de 15m de variation en 10 heures pour les isobares 700 hPa et 600 hPa dans les épisodes $E1$, $E6$, $E7$ et $E8$, environ 25m (pour l'isobare 700 hPa) et 35m (pour l'isobare 600hPa) pour l'épisode $E5$.

Par ailleurs, pour certains épisodes ($E1$, $E5$), on ne constate qu'une très faible variation horizontale et verticale de la direction du vent dans la troposphère libre ; d'autres sont en revanche bien plus cisaillés ($E6$ et $E8$ subissent une forte distorsion verticale, le vent en haute altitude (9000m) pouvant avoir une direction différente de 130^o de la direction du vent à 4000m). Dans $E7$, la direction du vent n'est par ailleurs Nord-Ouest que dans la partie basse de la troposphère libre (autour de 3000-3500m) et en début de nuit. Elle est d'Ouest aux altitudes plus élevées.

Il semble que l'influence du sol soit très faible au dessus de 3000m, mis à part un effet dynamique d'accélération du débit (type Venturi) dû au relief. Ainsi, nous considérerons que l'isobare 700 hPa est située dans la troposphère libre.

2.2 Description du courant établi (fin de nuit)

Au regard de l'évolution temporelle (décrite dans la section 2.3), on considère le courant établi à 06h UTC (7h du matin, heure locale).

L'annexe D montre les cartes de champ de vitesse du vent à des altitudes constantes entre 250 m ASL et 3000m ASL pour chacun des 5 épisodes. Ces cartes permettent de visualiser la structure spatiale de l'écoulement. L'analyse montre que les variations temporelles de cette structure sont faibles au cours de la nuit et fait apparaître une dynamique persistante faite de courants locaux. Ces courants locaux sont schématisés sur la figure 7.3 pour chacun des 5 épisodes.

Au cours de ces épisodes, on retrouve en général 3 ou 4 courants dominants :

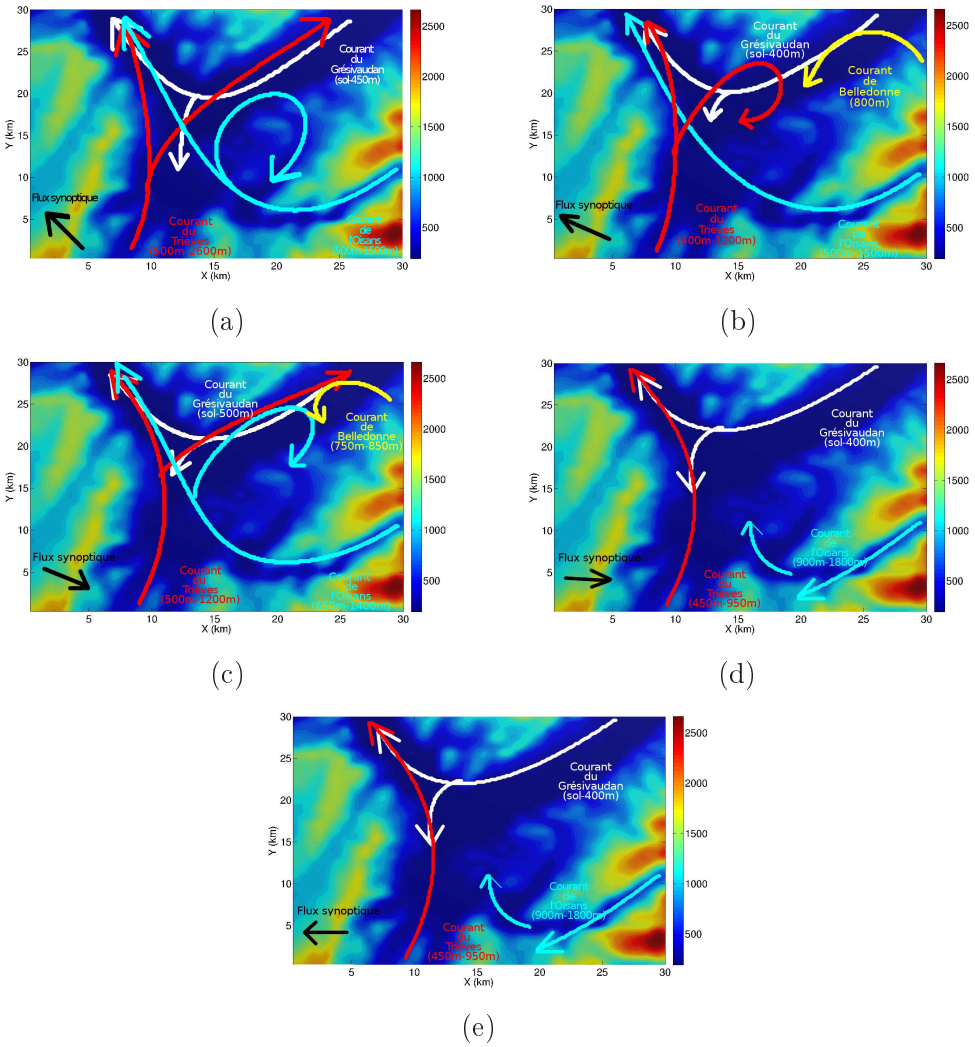


FIG. 7.3 – Schématisation des courants principaux de la couche limite atmosphérique pendant l'épisode $E1$ (a), $E5$ (b), $E6$ (c), $E7$ (d) et $E8$ (e).

1. Le premier (en blanc sur la figure 7.3) est situé dans le fond de la vallée du Grésivaudan, en provenance du Nord-Est. Nous l'appelerons *Courant du Grésivaudan*. Il est froid et s'écoule le long du sol. Il s'étend sur une épaisseur variable suivant les épisodes, entre 150m et 250m (soit jusqu'à 400m à 500 m ASL). Il se sépare en deux flux au dessus de l'agglomération. La majorité du débit part vers la cluse de Voreppe en direction du Nord-Ouest, tout en restant concentré près du sol. Une autre partie part vers le Sud, où se crée une zone de recirculation piégée sous le deuxième courant (en rouge sur la figure 7.3), de Sud, situé plus en altitude et venu du Trièves.

2. Le second (en rouge sur la figure 7.3) vient du plateau du Trièves. Il est de

Sud jusqu'à l'agglomération. Nous l'appelerons *Courant du Trièves*. Il s'écoule en général entre 400/500m et 1000/1200m. Au dessus de l'agglomération, il se sépare en deux courants. Une partie est canalisée dans la cluse de Voreppe et dévie donc vers le Nord-Ouest. Dans la cluse, il reste plutôt concentré entre 600m et 1200m ASL. Une autre partie continue vers le Nord-Est dans la vallée du Grésivaudan dans certains épisodes. Quand tel est le cas, il passe au dessus du troisième courant (en bleu sur la figure 7.3) venu de l'Oisans, plus froid.

3. Le troisième (en bleu sur la figure 7.3) provient de la vallée de la Romanche et débouche sur le bassin Grenoblois avec une orientation Sud-Est. Ce courant est froid et d'origine catabatique, canalisé par la vallée de la Romanche. Dans la suite, nous le nommerons *Courant de l'Oisans*. Arrivé au dessus de l'agglomération, il rencontre le courant du Trièves. Une partie du débit associé est alors dévié vers la vallée du Grésivaudan où l'on voit une recirculation entre 600 et 1000m, correspondant à un tourbillon horizontal de grande extension qui boucle sur le Sud-Ouest de la vallée du Grésivaudan. Une autre partie du débit est canalisée dans la cluse de Voreppe et se joint alors au courant du Trièves sur la même gamme d'altitude.

   Il s'étend de 500 m ASL à 1800 m ASL environ sur une épaisseur variable suivant les épisodes. Par ailleurs, il s'écoule soit en suivant le sol, qui est fortement incliné dans cette vallée, dans les épisodes $E1$, $E5$ et $E6$; soit sur une trajectoire plus horizontale, dans les épisodes $E7$ et $E8$. Dans ce dernier cas, il reste à une altitude élevée (au delà de 900 m ASL) et n'est donc pas canalisé par la partie avale de la vallée (puisqu'il passe au dessus du relief). L'essentiel du flux part alors en direction du Sud-Ouest.

4. Entre 750 et 850 m, on observe parfois un quatrième courant venu du massif de Belledone qui s'écoule dans la vallée du Grésivaudan et se dirige vers l'agglomération en oscillant. On observe alors plusieurs structures tourbillonaires dans la vallée du Grésivaudan au Nord-Est de l'agglomération. On ne distingue nettement ce courant que dans les épisodes $E5$ et $E6$. On parlera du *Courant de Belledonne*.

La géométrie de ces courants n'est pas toujours exactement la même, mais elle reste très similaire d'un épisode à l'autre. Notamment, les courants du Trièves et de l'Oisans (2 et 3) sont parfois plaqués contre les parois du Vercors ($E5$, $E7$, $E8$) ou s'écoulent d'autres fois partiellement dans la vallée du Grésivaudan ($E1$, $E6$). L'épaisseur et l'intensité des courants varient quant à elles légèrement en fonction des épisodes.

Par ailleurs, tous ces courants ne sont pas toujours présents. C'est le cas du quatrième qui est très peu intense dans 3 des 5 épisodes.

Entre 1500 et 3000 m ASL, le courant est assez faible dans tous les épisodes sauf dans $E1$ dans lequel on voit clairement une canalisation du flux synoptique donnant un flux important vers le Nord-Est. Dans cette gamme d'altitude, l'influence du régime synoptique est forte. En dessous en revanche, son influence est très faible (cf section 4).

Cette première analyse permet de faire ressortir deux épaisseurs caractéristiques de couche limite atmosphérique : une hauteur de *couche limite thermique*, d'environ 1150 m (du sol jusqu'à 1400m ASL) dans laquelle semble se constituer une dynamique propre au site et une hauteur de *couche limite dynamique*[3], d'environ 2750 m (du sol jusqu'à 3000m ASL), correspondant à l'épaisseur de la couche atmosphérique influencée par le relief (canalisation et déviation du flux synoptique, effet Venturi, ...). Les chapitres 8 et 9 s'intéressent en détail à la structure et à l'épaisseur de ces couches limites.

2.3 Evolution temporelle de la dynamique nocturne

Le calcul débute à $0h$ UTC. L'analyse de la simulation de l'épisode $E1$ montre une dynamique à peu près établie à partir de $3h$ UTC. Le comportement en termes d'évolution temporelle des 4 autres épisodes est très similaire à celui de $E1$ décrit ici.
Les variations temporelles autour de la structure dynamique de fin de nuit (courant considéré établi) sont légères et les structures précédemment identifiés gardent leur cohérence tout au long de la nuit. Parmi ces variations temporelles, on note surtout :

1. Une variation lente et progressive de l'intensité des courants locaux persistants (Grésivaudan, Oisans, Trièves) jusqu'au lever du Soleil. Cette variation lente étant une augmentation pour le courant du Trièves et une diminution pour le courant de l'Oisans. Le courant du Grésivaudan reste quant à lui relativement constant (cf figure 7.4 qui montre l'évolution temporelle du vent moyen et maximum dans toute la couche où s'écoule ces courants).
2. A partir du lever du Soleil et jusqu'à 10h (fin des simulations), ces structures n'ont pas le temps de changer radicalement. Néanmoins, l'intensité des courants du Grésivaudan et de l'Oisans diminue. On observe également un changement directionnel en Oisans où un courant remontant la vallée s'établit dans les très basses couches. Une petite variation semble également se produire au niveau du courant de fond au Sud (la partie du courant blanc partant vers le Sud sur la figure 7.3) de l'agglomération qui semble d'origine thermique à partir de 9h et non plus une simple continuité du flux du Grésivaudan.

Les structures dynamiques de la fin de nuit sont donc persistantes pendant toute la durée de la simulation, ce qui justifie l'intérêt porté sur la description du courant établi (en fait, pseudo-stationnaire, avec une lente variation temporelle) de fin de nuit.

[3] La justification de ces termes est discutée dans la section 4 dans laquelle nous évaluons l'influence du sol dans différentes couches.

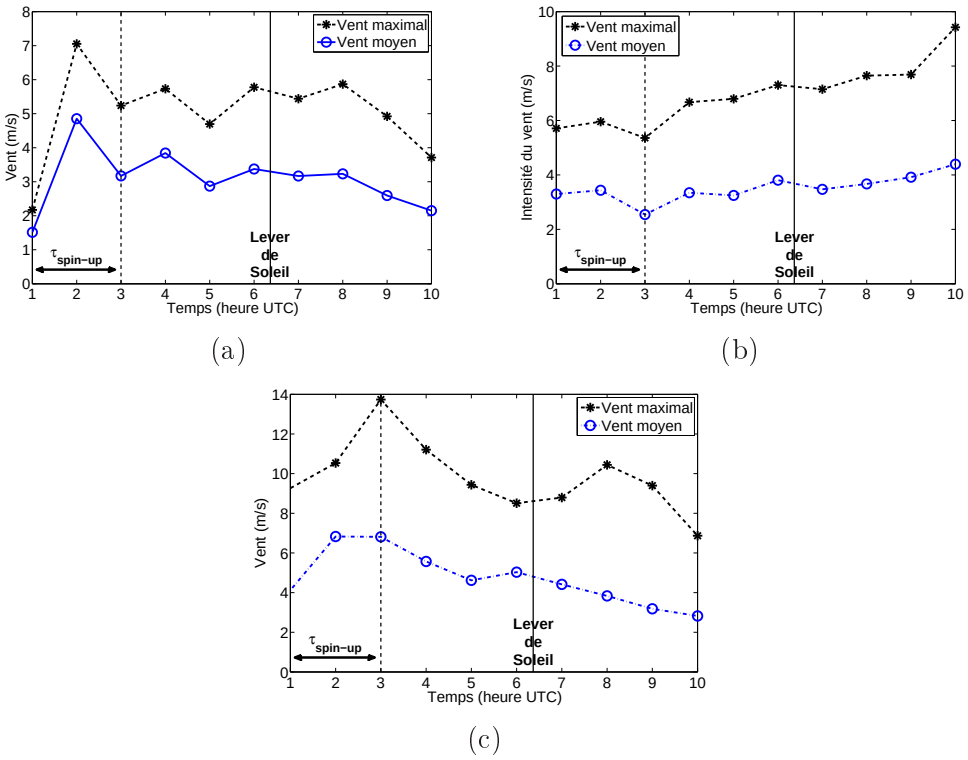


FIG. 7.4 – Evolution temporelle de l'intensité du vent dans le *Courant du Grésivaudan* (a), dans le *Courant du Trièves* (b) et dans le *Courant de l'Oisans* (c) pendant l'épisode $E1$. Bleu : vent moyen dans le courant. Noir : vent maximal dans le courant. Les vents sont calculés sur la couche dans laquelle circule le courant (du sol à 600m ASL pour le *Courant du Grésivaudan*, de 500m à 1300m ASL pour le *Courant du Trièves*, de 500m à 1300m ASL pour le *Courant de l'Oisans*). La moyenne et la valeur maximale sont prises pour chacune de ces couches.

3 Système de vents de vallée sur le complexe Grenoblois

3.1 Système de vent de vallée pendant les épisodes de pollution

Au vu des simulations réalisées, il apparait que les 5 épisodes de forte stabilité mettent en évidence une dynamique locale, relativement indépendante du régime synoptique. Cette dynamique s'exprime de façon très similaire dans les 5 épisodes avec peu de variations sur la structure spatiale des vents, et met en évidence des structures persistantes : les 4 courants locaux décrits dans la section 2, qui sont visibles dans chaque épisode. Ces structures constituent donc le *système de vents de vallée nocturne* du site pendant un épisode de pollution. Ce système est donc composé de 4 courants décomposables en 4 *vents de vallée* (ie vent s'écoulement longitudinalement dans les vallées de Voreppe, Grésivaudan, Oisans, Trièves) et un *vent catabatique* (courant de Belledone). Notons qu'un *courant* peut être généré sur un massif ou dans une vallée et s'écouler vers d'autres vallées, engendrant ainsi

plusieurs *vents de vallée* (ex : courant du Trièves).

La figure 7.5 schématise leur organisation spatiale sur le complexe orograpique Grenoblois.

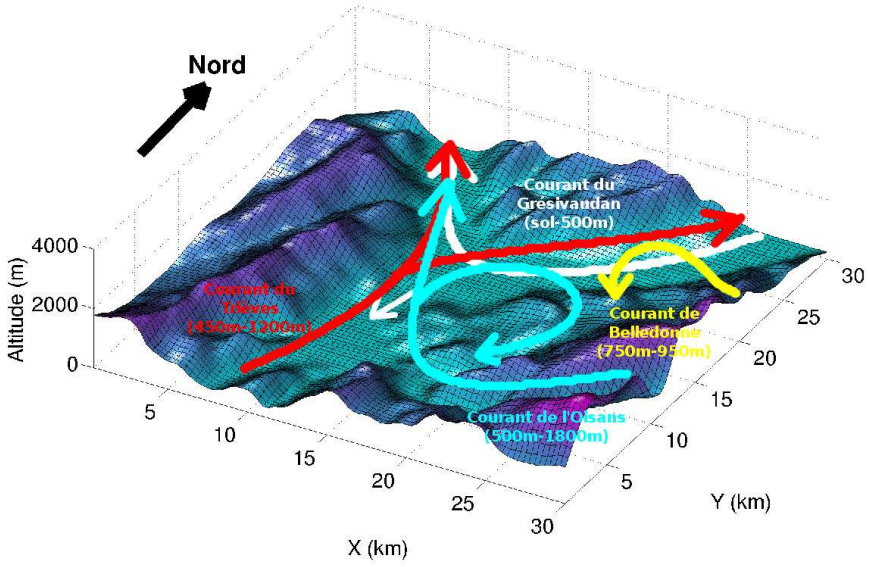


FIG. 7.5 – Vue conceptuelle tridimensionnelle des courants locaux principaux de basses altitudes.

3.2 Origine du système de vents de vallée

Les particularités topographiques du site Grenoblois sont les suivantes :

1. Le plateau du Trièves, situé au Sud, est en altitude élevée (supérieure à 850 m), surplombe Grenoble et joint le bassin Grenoblois par la vallée du Drac. La pente y est orientée Sud-Nord.
2. La vallée du Grésivaudan lie Grenoble à Chambéry et Albertville. Cette vallée est très légèrement inclinée (Albertville étant situé à 340m d'altitude, Chambéry à 245m et Grenoble à 205m). Par ailleurs le Nord de cette vallée est liée à la vallée de la Maurienne, et au carrefour de grands massifs montagneux : la Vanoise, le Beaufortain, les Bauges et Belledonne.
3. La cluse de Voreppe relie Grenoble à la plaine iséroise et joue le rôle de vase communicant entre l'atmosphère des vallées de Grenoble et l'atmosphère de la plaine.
4. La vallée de la Romanche relie le massif de l'Oisans (haut en altitude) au bassin Grenoblois. La pente y est forte.
5. Enfin, le massif de Belledonne est élevé en altitude, et ses flancs forment des pentes longues et fortes.

Ainsi, selon les modèles de description classique (par exemple [Whiteman, 2000]), on s'attend à voir un régime de vents thermiques nocturnes descendants qui suive précisément l'organisation de la figure 7.5. Ce système de vents de vallée semble donc cohérent avec une dynamique engendrée par refroidissement des basses couches et guidée spatialement par les spécificités géométriques du site.

Par ailleurs ces régimes de vents catabatiques sont souvent décrits par les observateurs météorologiques locaux : ASCOPARG (cf [ASQAA Rhône Alpes, 2009] ou résultats de la campagne FORMES : http ://www.atmo-rhonealpes.org) ; Association Météorologique Départementale de l'Isère (http ://www.amd38.fr) ; aérodrome du Versoud (http ://www.aeroclubdauphine.asso.fr), associations de parapentistes, etc.

Ils correspondent aussi aux descriptions issues des différentes études réalisées sur le site de Grenoble ([Couach, 2002], [Chaxel, 2006], [Monin, 1962] ou [Boucherez, 1990]).

3.3 Sélection d'un épisode représentatif

Parmi les 5 épisodes étudiés ici, nous retiendrons l'épisode $E6$ comme épisode représentatif, pour les raisons suivantes :

1. Il a lieu sous un régime synoptique de Nord-Ouest, qui s'oppose donc en direction aux courants thermiques locaux (la dynamique locale comporte des vents majoritairement orientés vers le Nord sur l'agglomération). La zone entre 1500m et 3000m voit alors des vents de direction variable et de faible intensité et on peut facilement distinguer une interface entre cette zone et la couche limite thermique (sous 1500m).

2. La dynamique en basse altitude de cet épisode est très peu influencée par le régime synoptique (moins que pendant les 4 autres épisodes). L'épisode lève également tout doute sur l'origine de cette dynamique, qui ne peut être issue d'une canalisation du vent synoptique dans les vallées (notamment sur le plateau du Trièves et dans la cluse de Voreppe) car on y voit un vent de direction exactement opposée au courant synoptique.

3. C'est l'épisode qui met le plus clairement en évidence tous les courants locaux, qu'on distingue aisément les uns des autres. Il est notamment le seul à montrer clairement l'existence du vent catabatique sur les pentes de Belledone.

4. Par ailleurs, il ne représente pas un cas isolé puisqu'il est représentatif d'une dynamique locale particulière qui semble propre au site Grenoblois, comme on l'a vu.

Dans les chapitres suivants, nous nous intéresserons donc à cet épisode et effectuerons des analyses plus approfondies de ce cas particulier de l'épisode $E6$.

4 Influence de l'écoulement synoptique

Selon [Whiteman et Doran, 1993], il est possible de déterminer la nature d'un écoulement en vallée à partir de la relation entre la direction de l'écoulement synoptique et la direction du vent local. Notamment, parmi les 4 mécanismes pouvant induire des vents dans l'axe des vallées, les trois qui nous intéressent ici sont :

1. La canalisation forcée du flux synoptique.
2. Le vent de vallée thermique.
3. Le transfert vertical de quantité de mouvement depuis la TL.

Dans un diagramme donnant la direction du vent local en fonction de la direction du vent synoptique, ces trois mécanismes n'ont pas la même signature. Par exemple, pour la vallée du Grésivaudan, la canalisation du vent synoptique dans l'axe de la vallée (orienté Sud-Ouest/Nord-Est) aurait la signature de la figure 7.6a : tout vent canalisé dans la vallée s'oriente dans le sens tel que le vent subisse une déviation inférieure à 90^o ; alors que l'origine thermique aurait la signature de la figure 7.6b dans la période nocturne : tout vent d'origine thermique est indépendant du vent synoptique. Le mécanisme de transfert vertical de quantité de mouvement aurait quant à lui la signature de la figure 7.6c : la direction du vent de vallée est simplement celle du vent synoptique.

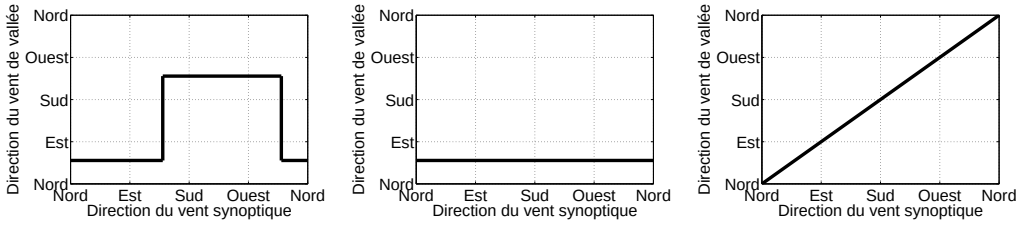


FIG. 7.6 – Relations entre direction du vent synoptique et direction du vent de vallée, dans la vallée du Grésivaudan, pour 3 mécanismes différents : canalisation synoptique (a), courant thermique (b), transfert vertical de quantité de mouvement (c). D'après [Whiteman et Doran, 1993].

4.1 Nature des courants principaux

On cherche ainsi à déterminer par quel mécanisme les courants locaux décrits précédemment sont générés. On évalue pour cela la direction du vent sur toutes les mailles comprises dans le courant principal de chaque vallée, à différents instants (toutes les heures entre $04h$ UTC et $08h$ UTC), et pour chacun des 5 épisodes simulés.

On trace ces directions en fonction de la direction du vent synoptique (moyenné au dessus de la vallée à l'instant correspondant) sur la figure 7.7.

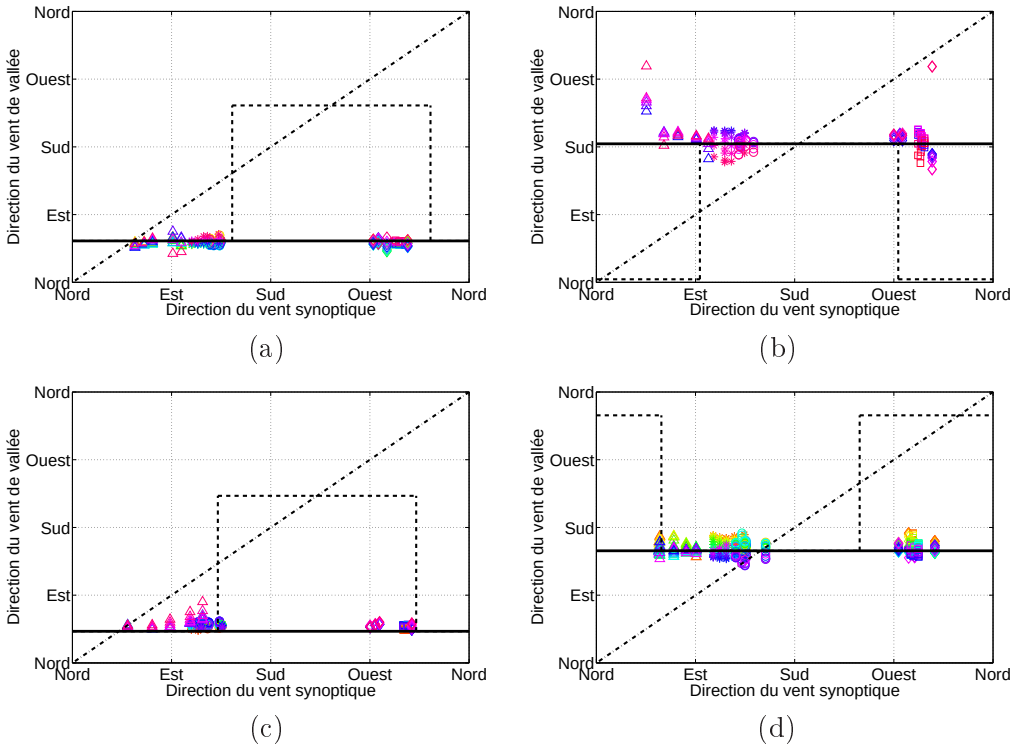


FIG. 7.7 – Direction du vent de vallée en fonction de la direction du vent synoptique. Chaque couleur représente la direction du vent à un instant donné et à un point donné dans le vent de vallée. Chaque symbole représente un des 5 épisodes (rond :$E1$, étoile :$E5$, carré : $E6$, losange : $E7$, triangle : $E8$).
Ligne noire pleine : Direction de la vallée et signature d'un courant thermique. Créneau noir pointillé : Signature d'un effet de canalisation. Ligne noire tiretée : Signature d'un transfert de quantité de mouvement.
(a) Vallée du Grésivaudan. (b) Vallée du Drac. (c) Vallée de la Romanche. (d) Cluse de Voreppe.

Pour la vallée du Grésivaudan, on se focalise sur les mailles comprises dans le *Courant du Grésivaudan* (soit entre le sol et 400m ASL). Pour la vallée du Drac, on se concentre uniquement sur le *Courant du Trièves* (entre 550m ASL et 700m ASL). Pour la vallée de la Romanche, on s'intéresse aux directions du *Courant de l'Oisans*, c'est à dire entre 800m et 1200m ASL pour les épisodes $E1$, $E5$ et $E6$ et entre 1100m et 1500m pour les épisodes $E7$ et $E8$ (pendant lesquels ce vent est situé plus haut). Enfin, pour la cluse de Voreppe qui canalise les 3 courants précédents, on s'intéresse au vent compris dans les 400 premiers mètres au dessus du sol. Tous ces courants sont compris sous 1500m ASL (nous montrerons dans les chapitres suivants que 1500m correspond à la hauteur de l'inversion thermique). Sur la figure 7.7, chaque couleur correspond à une valeur en un point donné du courant et à un instant donné. Chacun des 5 épisodes y est représenté par un symbole différent. La direction de

l'axe de la vallée est par ailleurs représentée par une droite noire. La signature du mécanisme de canalisation est représentée par un créneau pointillé, et la signature du mécanisme de transfert de quantité de mouvement par une droite tiretée.

Cette figure montre bien que pour ces 4 vallées, la direction du vent de vallée (correspondant au courant principal présent dans chaque vallée) est totalement indépendante du régime synoptique. Notamment, les épisodes $E6$ (carrés) et $E7$ (losanges) permettent d'exclure un effet de canalisation dans les 4 vallées considérées. Par ailleurs, ce courant est toujours dirigé dans l'axe de la vallée, dans le sens descendant.

En conséquence, ces vents sont bien **d'origine thermique et issus d'un refroidissement**.

4.2 Canalisation synoptique

Dans la zone comprise entre 1500m et 3000m d'altitude, en revanche, les choses sont très différentes.

La figure 7.8 montre en effet le même graphique dans cette gamme d'altitude dans la vallée du Drac. Cette fois ci, on constate que la direction du vent dans la vallée n'est clairement pas indépendante du synoptique. La signature de cet écoulement est ainsi comprise entre 2 mécanismes : le transport vertical de quantité de mouvement (ligne noire pointillée) et la canalisation du flux synoptique (ligne noire pleine). Plus on s'approche de 3000m d'altitude, plus la signature est proche de la ligne pointillée : aux hautes altitudes, le flux synoptique tranfère donc de la quantité de mouvement aux couches d'altitudes inférieures. Plus bas en altitude, vers 1500m, l'écoulement est par contre canalisé entre les massifs qui modifient sa direction. Le courant à cette altitude n'est donc pas d'origine thermique. Ce constat rejoint les affirmations de la section 2.

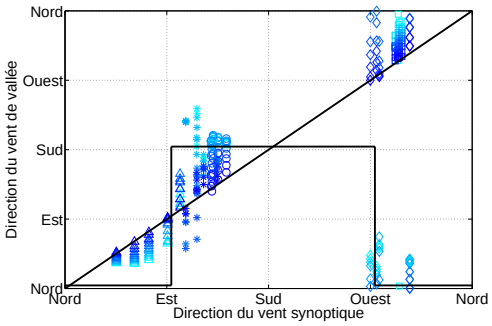


FIG. 7.8 – Direction du vent en fonction de la direction du vent synoptique entre 1500m et 3000m ASL dans la vallée du Drac. Chaque couleur représente la direction du vent à un instant donné et à un point donné. Chaque symbole représente un des 5 épisodes (rond :$E1$, étoile :$E5$, carré : $E6$, losange : $E7$, triangle : $E8$).
Droite noire : Transfert de quantité de mouvement. Créneau noir : Canalisation synoptique.

4.3 Synthèse

La dynamique décrite sur la figure 7.5 est donc bien une dynamique d'origine thermique. Elle est locale, propre au site, et caractéristique des particularités géométriques du complexe orographique Grenoblois. Elle s'établit dans la CLA et jusqu'à environ 1500m ASL (approximativement la hauteur de l'inversion thermique). Cette dynamique est donc vraisemblablement toujours similaire dans tous les épisodes stables pour lesquels la couche limite atmosphérique est fortement découplée de la troposphère libre.

Par ailleurs, entre 1500m et 3000m (altitude du point culminant du relief du site correspondant à la base de la troposphère libre) se trouve une zone fortement influencée par le relief dans laquelle le flux est néanmoins d'origine synoptique et non locale (cf la représentation schématique en vallée du Drac sur la figure 7.9a).

Au dessus de 3000m, le courant est synoptique.

Cette structuration en 3 zones (CLA, zone tampon, TL) est également la même en été d'après les campagnes de mesures analysées par [Couach, 2002] (cf figure 7.9b). La *zone tampon* correspond à une couche synoptiquement influencée, dans laquelle le vent peut être opposé en direction au vent dans les deux couches voisines (CLA et TL). Le gradient de pression grande échelle et la géométrie du relief conditionnent alors la canalisation du flux synoptique (résultat également observé par [Schmidli *et al.*, 2009]).

Il semble donc que l'atmosphère Grenobloise soit structurellement très similaire pendant la nuit des périodes estivales et pendant les épisodes de pollution hivernaux (aussi bien le jour que la nuit). On note néanmoins que les vents de vallées nocturnes sont nettement plus intenses l'hiver que les nuits d'été, avec des maximums de l'ordre de 7 à 8m/s en hiver contre 2 m/s en été (cf [Couach, 2002] et [Chaxel, 2006]). Entre 1500m et 2500/3000m, l'atmosphère est donc influencée *dynamiquement* par le relief mais pas *thermiquement*. La CLA se cantonne quant à elle sous 1500m environ et voit se développer des courants spécifiques. La structure de cette CLA sera décrite plus en détails au chapitre 8.

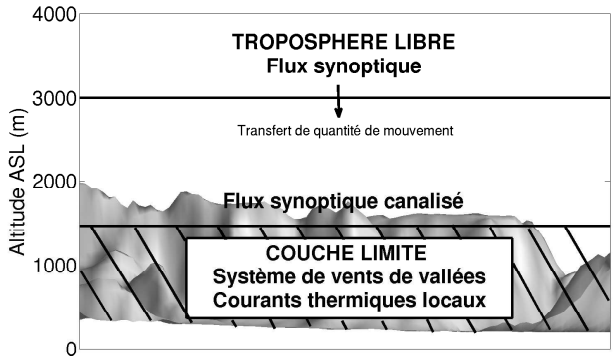
5 Quantification du découplage CLA/TL

5.1 Evaluation du degré de découplage

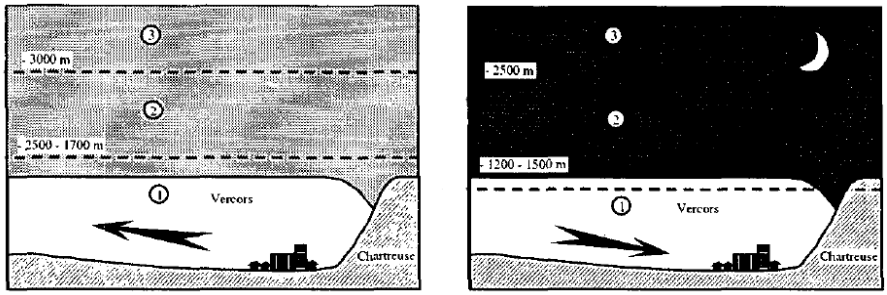
Dans les 5 journées simulées, on constate donc un découplage entre la TL et la CLA. Ces journées sont caractérisées par :

- De faibles vents synoptiques (de 4 à 5 m/s).
- De fortes stabilités statiques ($\partial_z \theta \approx 12$ à 20 K/km).

Ces résultats sont cohérents avec les résultats de la campagne ASCOT qui montrent une influence non négligeable de l'écoulement synoptique sur le drainage, les vents locaux et l'inversion thermique dès que le vent synoptique dépasse 5m/s ([Gudiksen *et al.*, 1992], [Coulter et Gudiksen, 1995], [Orgill et Schreck, 1985]).



(a)



(b)

FIG. 7.9 – a) Représentation schématique de la nature des courants en fonction de l'altitude dans la vallée du Drac pendant les épisodes de pollution hivernaux, d'après cette étude numérique. b) Représentation schématique de la structure verticale issue de campagnes de mesures estivales (extrait de [Couach, 2002]).
La structuration des autres vallées est conceptuellement identique.

Pour quantifier le degré de découplage entre TL et CLA, on évalue un nombre de Froude par :

$$Fr_s = \frac{U_s}{h\sqrt{\frac{g}{\theta_0}\frac{(\theta_s - \theta_0)}{h}}} \tag{7.1}$$

où U_s représente l'intensité du vent synoptique au sommet de la CLA ($z \approx 1500$m), $h = 1500$m l'altitude moyenne des sommets (correspondant généralement au sommet de la couche d'inversion), θ_s la température au sommet de la CLA et θ_0 la température potentielle au sol. Ici, ce nombre Fr_s représente approximativement le ratio entre la production de turbulence par cisaillement vertical et la destruction de turbulence par la stabilité statique, soit l'inverse de la racine du nombre de Richardson caractérisant la stabilité dynamique de la couche d'inversion.

Les valeurs de Fr_s pour chaque journée du coeur des épisodes $E1$, $E5$, $E6$, $E7$, $E8$ sont présentées dans le tableau 7.5. Ces valeurs sont faibles et inférieures à 1,

ce qui signifie que la TL transfère peu d'énergie turbulente à la CLA. En d'autres termes, les deux couches sont découplées.

Episode	Fr_s
E1	0.06
E5	0.04
E6	0.03
E7	0.05
E8	0.02

TAB. 7.5 – Valeurs de Fr_s pour les 5 journées simulées.

5.2 Cas de couplage : le 14 janvier 2007 (E7)

En fait, toutes les journées ne correspondent pas à un fort découplage entre TL et CLA, y compris pendant les épisodes de stabilité précédemment déterminés. Ce n'est notamment pas le cas de la journée du 14 janvier 2007, qui est une journée de l'épisode $E7$ pour laquelle on n'observe pas de découplage. En conséquence, la dynamique qui se met en place dans toute la CLA est très différente de celle précédemment décrite et est fortement dépendante du régime synoptique. Dans ce paragraphe, nous illustrons ce type de configuration par l'analyse de ce cas particulier.

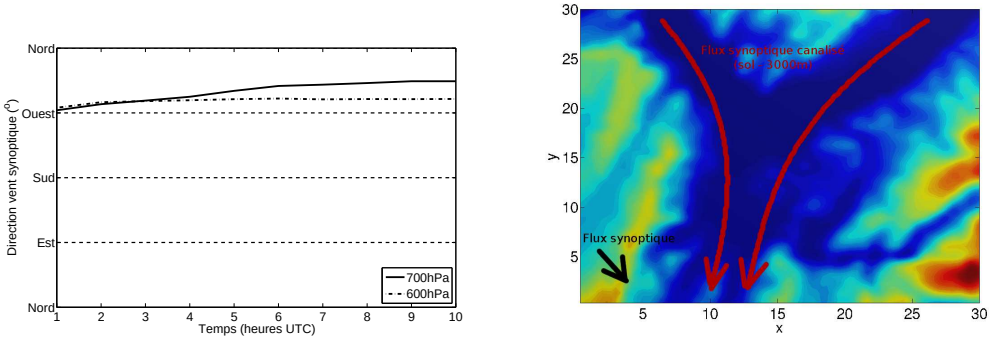
Régime synoptique Le régime synoptique est de secteur Nord-Ouest, avec une variation temporelle le faisant passer d'un régime d'Ouest en début de nuit à un régime de Nord-Ouest en fin de nuit comme en atteste l'évolution temporelle de la direction du vent synoptique à 700hPa et à 600hPa de la figure 7.10a.

La direction du vent n'est par ailleurs Nord-Ouest que dans la partie basse de la troposphère libre (autour de 3000-3500m), celle-ci étant de direction Ouest dans tout le reste de la troposphère libre. L'altitude géopotentielle varie peu (moins de 10m pour les isobares 700 hPa et 600hPa) au cours des 10 heures de simulation.

Description du courant établi (fin de nuit) Au cours de cette journée, la dynamique est complètement différente de la dynamique locale mise en évidence sur les 5 journées décrites dans les paragraphes précédents.

L'annexe D montre les cartes de champ de vitesse du vent à des altitudes constantes entre 250 m ASL et 3000m ASL, et la figure 7.10b schématise les courants principaux.

Le vent, qui est de Nord-Ouest à 3000 m s'engouffre dans la vallée du Grésivaudan et dans la cluse de Voreppe dans lesquelles il est canalisé avec des directions respectives Nord-Est et Nord-Ouest. Dans la vallée du Drac et sur le plateau du Trièves, on observe alors un vent de Nord. Le vent synoptique étant relativement



(a) (b)

FIG. 7.10 – a) Evolution temporelle simulée de la direction du vent synoptique à 700hPa (trait plein) et 600hPa (trait pointillé) entre $01h$ et $10h$ (UTC) le 14 janvier. b) Schématisation des courants principaux de la couche limite atmosphérique pendant la journée du 14 janvier.

fort (environ 12 m/s à 3000m), ces directions se maintiennent jusqu'au sol et on n'observe aucun vent thermique local contraire au régime synoptique.

Les courants de l'Oisans et celui du Trièves ne sont pas présents ou extrêmement inhibés. En conséquence, aucun courant venant du Sud ne pénètre la cluse de Voreppe qui est donc sujette à un fort vent de Nord-Ouest sur toute sa hauteur.

5.3 Comportement en situation de couplage

La journée du 14 janvier est caractérisée par un vent synoptique nettement plus intense que les 5 journées précédentes. Par ailleurs, elle est également moins statiquement stable que les autres. En conséquence, le calcul de Fr_s pour cette journée fournit $Fr_s = 0.30$. Le tableau 7.6 compare cette valeur aux 5 autres précédemment obtenues. On constate bien que cette journée se distingue fortement des autres par sa valeur de Fr_s.

Episode	Fr_s
E1	0.06
E5	0.04
E6	0.03
E7	0.05
E8	0.02
14 janvier 2007	***0.30***

TAB. 7.6 – Comparaison de la valeur de Fr_s du 14 janvier 2007 aux valeurs des 5 autres journées simulées.

Notons que pour cette journée, l'influence du synoptique est probablement ren-

forcée par la direction de celui-ci, puisqu'elle correspond à la direction de la Cluse de Voreppe, ce qui facilite la canalisation dans cette vallée. Une fois cette canalisation effectuée, toute la dynamique du site en est affectée car la Cluse de Voreppe ne joue plus le rôle de ventilation du bassin Grenoblois. Le courant canalisé continue notamment sa route vers le Sud dans la vallée du Drac et modifie donc la dynamique jusqu'au plateau du Trièves.

Il est cependant à noter que l'épisode $E6$ possède une direction synoptique similaire à celle de la journée du 14 janvier. Néanmoins, le comportement dynamique de ces deux journées est radicalement différent. La direction du régime synoptique n'explique donc pas à elle seule l'effet de couplage qui semble plutôt imputable à une différence d'un facteur 10 sur la valeur de Fr_s.

La figure 7.11 compare en effet la direction dans la Cluse de Voreppe pendant la journée du 14 janvier 2007 (représentée par des $+$) aux autres journées précédemment décrites. On voit clairement qu'on n'est cette fois plus dans la configuration d'un vent thermique mais plutôt proche des situations de canalisation et de transfert de quantité de mouvement depuis la TL (représentés par le créneau pointillée et la droite tiretée respectivement sur la figure 7.11).

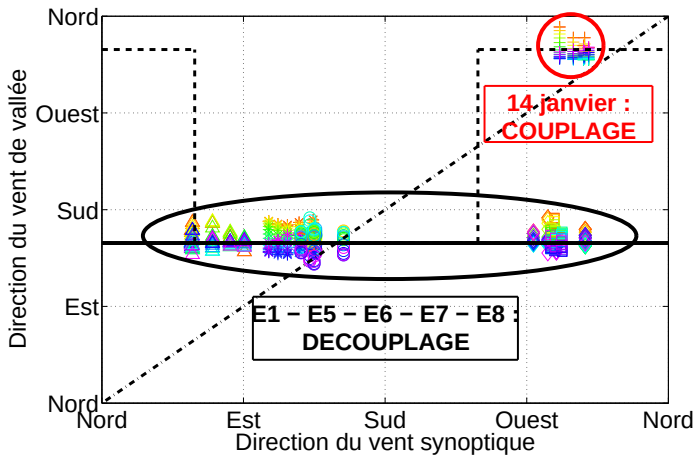


FIG. 7.11 – Idem figure 7.7. **Les croix représentent le cas du 14 janvier 2007**. La direction du vent est mesurée dans les basses couches (400 premiers mètres au dessus du sol).

Il semble donc qu'en dessous d'un certain seuil critique Fr_c (compris entre 0.06 et 0.30), la couche limite puisse exhiber une dynamique propre au site et essentiellement pilotée par la thermique, et qu'au delà de ce seuil, l'influence du régime synoptique soit trop forte pour que cette dynamique locale puisse être observée.

Ce résultat est consistant avec l'étude de [Barr et Orgill, 1989] qui montre que la hauteur de la couche influencée par les vents locaux décroît quand le nombre de Froude augmente. Leurs résultats montrent ainsi que les vents thermiques sont totalement absents pour un vent synoptique orienté dans le sens de la vallée et d'intensité > 8m/s (ce qui correspond à notre cas du 14 janvier). Ils estiment alors

que le nombre de Froude critique Fr_c, évalué de façon similaire, est compris entre 0.3 et 0.6, ce qui correspond à nos valeurs.

Par ailleurs, d'autres études récentes évaluent un nombre de Froude critique caractéristique du couplage avec la TL ([Yao et Zhong, 2009], [Vosper et Brown, 2008] et [Holden *et al.*, 2000]). Leurs auteurs déterminent alors une transition pour $Fr_c =$ 1.7, 1.6 à 2.86, et 2 respectivement. Ces valeurs sont plus élevées que la valeur déterminée ici. Néanmoins, ces auteurs se focalisent sur l'étude du découplage lorsque le vent synoptique est transverse à la vallée. Dans notre situation, il est délicat de définir une direction transverse car le complexe orographique comporte plusieurs directions privilégiées (celles des 3 vallées confluentes). Or il est clair que le vent synoptique exerce une influence plus forte sur la CLA de la vallée lorsque celui-ci souffle dans sa direction axiale (cas du 14 janvier 2007). Il faut alors une stabilité plus importante pour observer un découplage, ce qui explique que le nombre de Froude de transition soit plus faible (la stabilité minimale requise pour un découplage doit être plus forte).

5.4 Evolution au cours d'un épisode

La journée du 14 janvier 2007 est située pendant l'épisode $E7$, de même que la journée du 13 janvier décrite dans la section 2. Néanmoins, ces deux journées ont des comportements radicalement différents. Ceci s'explique par le changement de régime synoptique entre ces deux journées, la journée du 14 voyant un régime synoptique plus perturbé, avec un vent plus intense.

Notons que des différences radicales de comportements de la CLA pour 2 journées d'apparence quasi-similaire ont récemment été constatées par [Schmidli *et al.*, 2009].

Cette journée du 14 apparait en fait comme une journée isolée dans l'épisode $E7$. L'inversion thermique construite au début de l'épisode est partiellement détruite le 14 ; puis le régime synoptique change à nouveau et l'inversion se reconstruit le 15.

La présence de cette journée "non découplée" au centre de l'épisode fait de cet épisode l'épisode le moins stable et le moins pollué des 5 épisodes retenus. Le gradient thermique sur la nuit est d'environ $8.3K/km$ contre $10.2K/km$ pour l'épisode $E6$ par exemple. La concentration en PM10 étant d'environ 40 $\mu g/m^3$ contre environ 65 $\mu g/m^3$ pour l'épisode $E6$. Les résultats obtenus sur la dynamique sont donc cohérents avec les mesures disponibles pour cette date.

On note donc que *la présence d'une journée avec un fort*[4] Fr_s *au coeur d'un épisode contribue à réduire la concentration en polluants et l'intensité de l'épisode.*

Conclusion

Ce chapitre a permis de montrer que les épisodes pollués, stables et anticycloniques sont associés à un système de vents de vallées sur le complexe Grenoblois. Nous avons ainsi pu faire ressortir une dynamique commune aux 5 épisodes étudiés.

[4] relativement aux autres valeurs de ce nombre de Froude pendante les autres journées de l'épisode.

Cette dynamique s'avère propre au site et essentiellement pilotée par des effets thermiques. Elle est composée d'une interaction complexe de courants locaux fortement tridimensionnels et imbriqués. Ces courants sont essentiellement des vents de vallées ou des vents catabatiques.

La confluence des 4 vallées du site permet à ces vallées d'être dynamiquement dépendantes les unes des autres. Ainsi, certains courants prennent naissance au sein d'une vallée et s'écoulent ensuite dans une autre (par ex : le courant de l'Oisans s'écoule dans la vallée de la Romanche, du Drac et dans la cluse de Voreppe ; le courant du Trièves s'écoule dans la vallée du Drac, du Grésivaudan et dans la cluse de Voreppe,...). Au sein d'une vallée, le *vent de vallée* observé n'est ainsi pas toujours originaire de cette vallée : même quand il comporte plusieurs couches de directions identiques, les couches peuvent correspondre à des courants générés en des lieux très différents. Ainsi, la géométrie du relief génère une organisation particulière des courants, et donne naissance à une circulation inter-vallée. Cette circulation est par ailleurs toujours la même pendant les périodes de forte stabilité atmosphérique, et par conséquent pendant les épisodes de pollution particulaire.

L'étude a également montré que cette dynamique était insensible à la direction du vent synoptique, la couche limite étant alors fortement découplée de la troposphère libre.

Par ailleurs, nous avons pu relier la différence de comportement de certaines journées (14 janvier 2007) par rapport à ces situations de découplage à une valeur d'un nombre de Froude global, caractéristique du couplage entre couche limite et troposphère libre. Il semble que la mise en place d'une dynamique locale soit conditionnée par un nombre de Froude suffisamment faible (inférieur à $Fr_s = 0.30$) et donc des vents synoptiques faibles (inférieurs à 5 m/s) et une stabilité élevée.

Enfin, nous avons sélectionné un épisode stable parmi ceux de l'hiver 2006-2007 (l'épisode $E6$) qui s'avère représentatif de cette dynamique commune aux épisodes stables. Cet épisode met d'autant plus en évidence la structure dynamique locale que sa stabilité est la plus forte de tout l'hiver 2006-2007. Il met également en avant le découplage du comportement de la couche limite avec le régime synoptique du fait de la différence radicale entre la direction du vent synoptique (de Nord-Ouest) et la direction des courants locaux (essentiellement de Sud ou de Sud-Est).

Dans les chapitres suivants, nous focaliserons notre analyse sur le comportement de cet épisode.

Chapitre 8

Structure spatiale de la CLA et des courants thermiques

Sommaire

Introduction **160**

1 Configuration numérique **161**

1.1 Analyse de sensibilité numérique 161

1.2 Caractéristiques numériques de la configuration $C2$ 162

1.3 Validation de la simulation 163

2 Stratification de la CLA en couches verticales **167**

2.1 Vallée du Grésivaudan 167

2.2 Cluse de Voreppe 170

2.3 Vallée de la Romanche 172

2.4 Basse vallée du Drac 174

3 Structure horizontale de la CLA **177**

3.1 Structure horizontale du champ de vent 177

3.2 Structure horizontale du champ de pression 177

4 Structure spatiale des courants thermiques **180**

4.1 Structure spatiale du *courant du Grésivaudan* 182

4.2 Structure spatiale du *courant de l'Oisans* 183

4.3 Structure spatiale du *courant du Trièves* 184

5 Zones de recirculation, de stagnation et de ventilation . . . **185**

5.1 Quantification de la stagnation, de la recirculation et de la ventilation en basses couches 185

5.2 Zones de ventilation de la CLA 188

5.3 Zones de recirculation et de stagnation de la CLA 189

Conclusion **190**

Introduction

Dans les vallées, lorsque les conditions synoptiques sont calmes, la dynamique de la CLA subit l'influence de courants locaux générés par des effets thermiques et topographiques (cf chapitres 2 et 7).

Les systèmes de vents de vallées ont été intensivement étudiés depuis la mise en évidence des mécanismes de base par [Defant, 1949]. De nombreuses campagnes de mesures ont été réalisées afin d'améliorer la connaissance de cette dynamique. On peut notamment citer les campagnes :

- ASCOT : Atmospheric Studies in COmplex Terrain ([Clements *et al.*, 1989] ou [Doran, 1993]), dont l'objet est l'étude du transport et de la diffusion par les vents de vallée.
- VTMX : Vertical Transport and MiXing ([Doran *et al.*, 2002]), qui se focalise sur l'analyse de la turbulence et des processus de mélange dans la CLA et la TL.
- MAP-Riviera : Mesoscale Alpine Program in the Riviera valley ([Rotach *et al.*, 2004]), dans le but d'améliorer les connaissances du transport et du mélange associé à la dynamique des vallées.
- T-REX : Terrain-induced Rotor EXperiment ([Grubišić *et al.*, 2008]), plus particulièrement focalisé sur l'analyse des interactions entre CLA et ondes de relief.

Les mécanismes physiques sous-jacents sont donc assez convenablement cernés. On sait également que les gradients de pression régionaux affectent cette dynamique ([Whiteman et Doran, 1993]), de même que la formation d'inversion et de lacs d'air froids (par exemple [Clements *et al.*, 1989] ou [Banta *et al.*, 2004]). De même, on sait que des interactions d'échelles se produisent entre vents catabatiques et vents de vallées, ou entre vents de vallées et vents régionaux (par exemple [Whiteman et Zhong, 2008] ou [Cuxart *et al.*, 2007]).

Par ailleurs, la modélisation numérique apporte un complément d'information indispensable à l'analyse (ex : [Zhong et Whiteman, 2008]) car elle permet notamment d'accéder à une description détaillée de la structure spatiale et de l'évolution temporelle de l'écoulement. Cette connaissance est cruciale si l'on souhaite modéliser et comprendre les processus qui sous-tendent le transport des polluants et leur accumulation (par exemple l'étude de [Lehner et Gohm, 2010] qui complète l'analyse des mesures faites par [Gohm *et al.*, 2009]).

Sur la région Grenobloise, une seule campagne de mesures a été réalisée : la campagne GRENOPHOT (GRENOble PHOTochemistry), qui a pris place pendant les périodes estivales de 1998 et 1999. Son but était l'évaluation de la production d'ozone et des mécanismes responsables des pics de pollution estivaux, fréquents sur l'agglomération.

Les données de cette campagne ont été analysées par [Couach, 2002] et par [Couach *et al.*, 2003] dans des études axées sur l'ozone qui ne donnent que des résultats limités concernant la structure de la CLA (le cycle diurne du vent au sol est marqué ; et l'atmosphère possède une structure en couche comportant une zone

de transition entre la CLA et la TL). [Chaxel, 2006] et [Chaxel et Chollet, 2009] poursuivent cette analyse à l'aide de modélisations numériques. Du point de vue dynamique, ils mettent notamment en évidence des zones de front entre un vent thermique et un courant synoptique canalisé ; ces fronts induisant des ascendances et augmentant le transport vertical de l'ozone vers une couche résiduelle au dessus de la CLA. [Chaxel, 2006] étend également l'étude à un épisode hivernal. Il constate alors que le vent thermique ascendant est présent entre 15h et 17h seulement et montre que la CLA s'étend environ jusqu'à 1400 m ASL.

Dans le présent chapitre, il s'agit de décrire précisément la structure de la CLA en situation hivernale, lorsque la dynamique est gouvernée par les effets locaux afin de permettre entre autres de caractériser la ventilation du site. Nous retenons donc l'épisode $E6$ (chapitre 7) et nous basons notre analyse sur une simulation longue à haute résolution de cet épisode. Cette simulation permet en particulier de retrouver l'organisation générale des courants décrites au chapitre 7 (section 2).

Après avoir décrit la configuration numérique (section 1), nous expliciterons la structure spatiale fortement tridimensionnelle de la CLA en fin de nuit (section 2 et 3), ainsi que la structure des courants thermiques principaux (section 4). Nous verrons que l'imbrication de ces courants résulte en une stratification verticale très complexe dans laquelle on peut néanmoins identifier clairement la signature de chacun des courants dominants. Nous examinerons également la variabilité spatiale de chaque couche et de chaque courant. Nous analyserons ensuite leur évolution temporelle et nous verrons que ces structures sont relativement stables et persistantes au cours d'un cycle journalier. Enfin, nous identifierons les zones de ventilation du site Grenoblois ainsi que les zones de recirculation et de stagnation, qui peuvent s'avérer les plus critiques du point de vue de la pollution (section 5). La section 6 présentera une discussion des résultats.

1 Configuration numérique

1.1 Analyse de sensibilité numérique

Dans le chapitre 7, nous exploitions des simulations issues de la configuration numérique $C1$. Une étude de sensibilité numérique détaillée dans l'annexe C montre que dans notre configuration, le temps de spin-up du modèle est d'environ 4h ; mais qu'au delà de ce spin-up (d'origine purement numérique car lié à l'oubli des conditions d'initialisation du modèle), certains phénomènes physiques mettent un certain temps à s'instaurer. C'est notamment le cas de l'inversion thermique. Nous retiendrons qu'il faut une durée de 12h pour obtenir une stabilité convenablement estimée (ie s'accordant avec les mesures).

Elle montre également que la résolution verticale a une influence importante sur la solution obtenue, notamment en proche paroi. Pour obtenir une simulation rendant convenablement compte des mesures, il est ainsi nécessaire que :

$$\frac{\delta z}{l_b} < 1 \tag{8.1}$$

où δz est la résolution verticale du maillage au niveau du sol et l_b représente une longueur de flottabilité, calculée par :

$$l_b = \left(\frac{w}{N}\right)_{soil} \tag{8.2}$$

et vaut $l_b \approx 7m$ dans notre situation.
Toutefois, la comparaison des simulations de la configuration C_1 (où $\delta z = 15m$) avec des simulations de résolutions plus fines ($\delta z = 10m$ et $\delta z = 4m$) montre que l'organisation générale des courants principaux est simulée de façon identique pour toutes ces résolutions. En revanche, les détails fins de la dynamique en proche paroi, notamment dans les zones d'altitudes (près des sommets et des crêtes) nécessitent une résolution $\delta z < l_b$ pour être simulés convenablement. De même la comparaison des simulations de la configuration C_1 avec des simulations fines ($\delta z = 4m$) et plus longues (24 à 53h) montre que l'organisation des courants principaux est simulée de façon identique. En revanche, la comparaison quantitative de la stabilité de l'inversion montre qu'il faut attendre plus de 12h pour que celle-ci ne soit pas sous-estimée.

Cette analyse valide donc les descriptions de l'organisation générale des courants du chapitre 7.

Dans le présent chapitre et le suivant, nous analysons les détails plus fins de la dynamique, à l'aide d'une simulation ayant une résolution verticale fine et une durée de simulation longue (simulation dénommée $S6 - dz4$ dans l'annexe C).

1.2 Caractéristiques numériques de la configuration $C2$

Le tableau 8.1 résume les caractéristiques numériques de cette nouvelle configuration, que nous appelerons $C2$. Les autres paramètres numériques sont identiques à ceux de la configuration $C1$ décrite dans les tableaux 7.1 et 7.2.

Caractéristique	Simu de référence $S6 - dz4$
Nombre de domaines	4
Nombre de points verticaux	90
Résolution verticale au sol	$\delta z = 4m$
Résolution verticale au sommet	$\delta z = 600m$
Stretching vertical	6% jusqu'à 2000m AGL 8% au dessus
Altitude du toit du domaine	14400m
Résolution à 1500m	$\delta z = 93m$
Résolution à 2000m	$\delta z = 131m$
Début de la simulation	27 décembre 2006 à 18h (épisode E6)
Fin de la simulation	29 décembre 2006 à 23h (épisode E6)
Durée totale de la simulation	53h
Coût numérique du calcul	$\approx 1000h$ CPU sur 8 processeurs NEC-SX8 (IDRIS)

TAB. 8.1 – Caractéristiques de la simulation de référence $S6 - dz4$

Ces paramètres sont guidés par la nécessité d'obtenir une simulation avec un fort degré de précision. La situation étudiée est en effet rendue plus complexe par la combinaison de la très forte stabilité statique (qui implique une sensibilité forte aux conditions initiales et à la résolution) et la géométrie très complexe des vallées Grenobloises (qui rend difficile la convergence des solveurs de pression nécessaire pour résoudre les équations dynamiques).

1.3 Validation de la simulation

La validation est effectuée par comparaison des résultats aux mesures disponibles aux stations.

1.3.1 Evolution temporelle de la température

La figure 8.1 compare l'évolution temporelle (entre le 27 décembre à 18h UTC et le 29 décembre à 18h UTC) de la température mesurée (en noir) et de la température simulée (en bleu) aux 7 stations, triées par altitude croissante (cf figure 6.2 pour la localisation des stations).

On constate, comme mentionné dans l'annexe C, que :

- Avec la forte résolution de cette simulation, la température est bien modélisée pour les stations d'altitude et légèrement moins bien en fond de vallée.

- En fond de vallée la température a tendance à être surestimée par le modèle la nuit et sous-estimée le jour.

- Les premières heures de simulation (temps de spin-up) représentent mal les mesures, notamment en fond de vallée.

Remarquons que ces comparaisons sont locales et que les tendances sont malgré tout bien représentées.

Sur les 4 stations d'altitudes les plus basses, dans les simulations, on note deux phases de refroidissement au cours de la nuit du 28 au 29, séparées entre elles par un léger réchauffement. Pour ces trois stations la présence du premier refroidissement est extrêmement localisée, les points voisins de quelques centaines de mètres pouvant suivre des évolutions très différentes. Pendant la première partie de la nuit, la température au niveau du sol est alors fortement hétérogène et dépend beaucoup de la localisation exacte sur l'horizontale. Ce n'est pas le cas le reste du temps.

Dans les mesures, on ne note pas de phases de réchauffement mais la première partie de nuit est bien sujette à un taux de refroidissement plus grand que la seconde partie de nuit pour les 4 stations de fond de vallée. Cet effet est donc à relier à des effets locaux et de courte durée ; par exemple à des vents catabatiques qui refroidiraient rapidement les points du fond de vallée, et d'autant plus rapidement que ceux-ci sont situés à proximité de pentes.

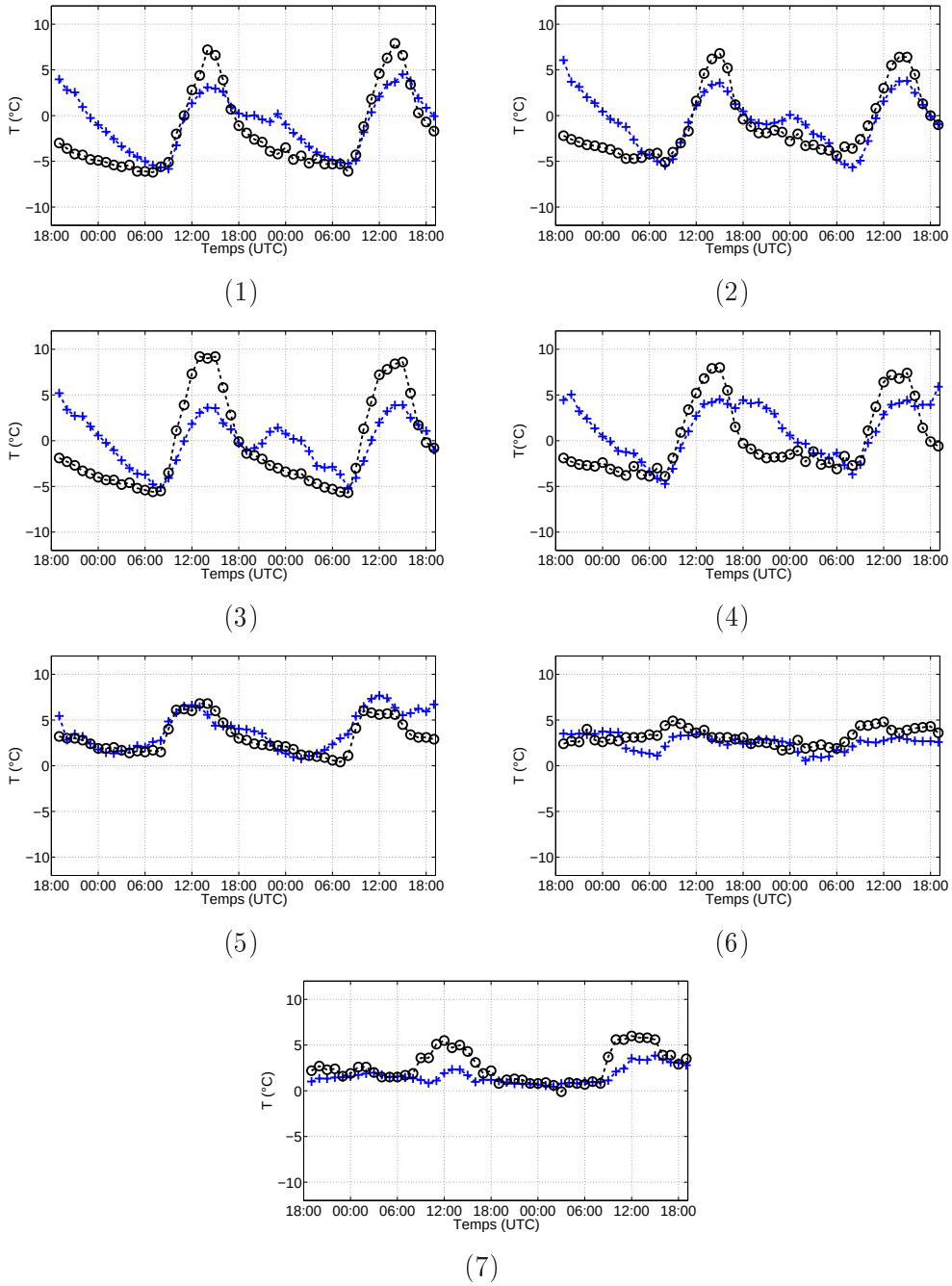


FIG. 8.1 – Evolution temporelle de la température mesurée (o noir) et simulée (+ bleu) aux stations pendant l'épisode E6, du 27 au 29 décembre. 1-Versoud (B : Basse altitude), 2-Champ sur drac (B), 3-Pont de claix (B), 4-Champagnier (B), 5-Peuil du claix (M : Moyenne altitude), 6-Le gua (H : Haute altitude), 7-Chamrousse(H). Voir figure 6.2 pour la localisation des stations.

1.3.2 Evolution temporelle du vent

Pour les mesures de vent, on ne dispose que des données à 2 stations : celles de Chamrousse et du Versoud (cf figure 6.2 pour la localisation des stations).

La figure 8.2 compare l'évolution temporelle (entre le 27 décembre à 18h UTC et le 29 décembre à 18h UTC) du vent mesuré (en noir) et du vent simulé (en bleu) aux 2 stations du Versoud et de Chamrousse.

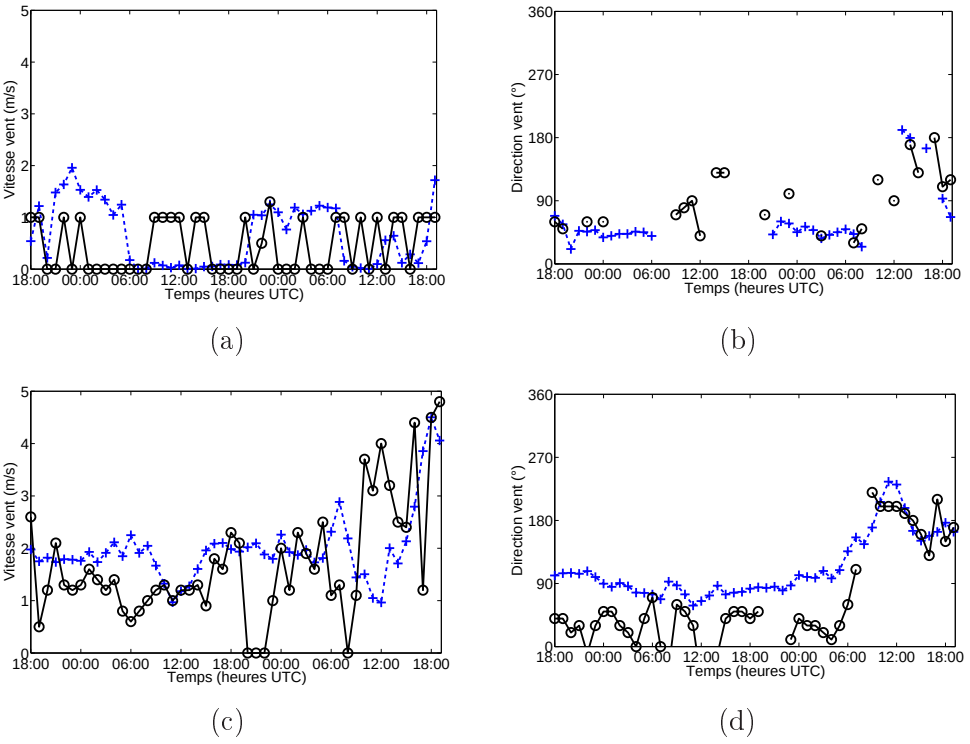


FIG. 8.2 – Evolution temporelle pendant l'épisode E6 (du 27 au 29 décembre) de la vitesse du vent (a), (c) et de la direction du vent (b), (d). Haut : au Versoud (B). Bas : à Chamrousse (H).
o noir : vent mesuré. + bleu : Vent simulé.

Là encore, et bien que les comparaisons soient locales, la tendance est convenablement représentée. Les ordres de grandeurs de l'intensité du vent sont identiques, de l'ordre de 0 à 1m/s au Versoud et de 2 à 4m/s à Chamrousse.

La direction du vent au Versoud est celle de l'axe de la vallée du Grésivaudan (environ 60^o) et est convenablement représentée par le code. La direction du vent à Chamrousse est presque la même (environ 50^o). Le code la surestime de quelques dizaines de degrés (entre 10^o et 40^o trop à l'Est). Cet effet est vraisemblablement imputable à un effet local qui rend délicate la comparaison : la topographie étant lissée dans le code, son orientation est peut être légèrement erronée sur cette zone (où elle est fortement variable spatialement).

1.3.3 Profils verticaux en fin de nuit

Les figures 8.3 et 8.4 montrent les profils verticaux de température, d'intensité du vent et de direction du vent simulés à la verticale des stations (traits pleins) et les compare aux valeurs mesurées (croix). Ces profils sont obtenus pour un instant donné, en fin de nuit ($06h$ UTC le 28 décembre).

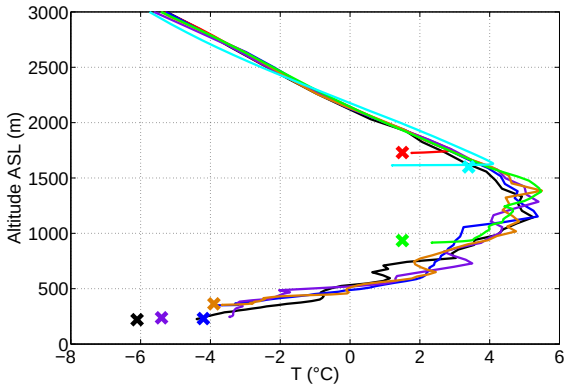
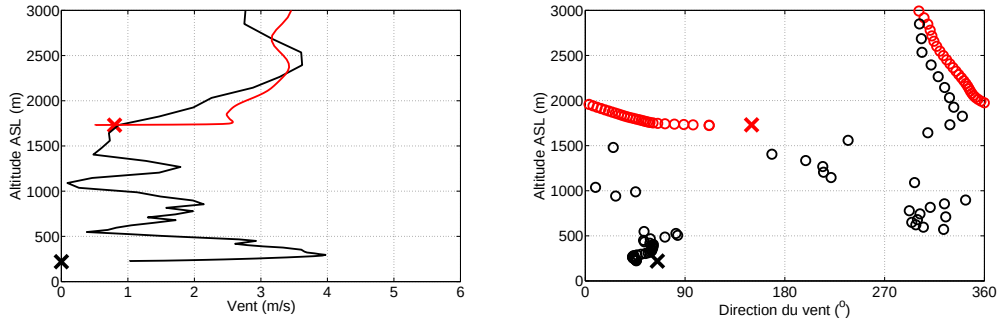


FIG. 8.3 – Profils verticaux de température simulés à la verticale des stations(traits pleins) et température mesurée (croix) aux stations. Noir : Versoud (B), violet : Champ sur drac (B), Bleu foncé : Pont de claix (B), Orange : Champagnier (B), Vert : Peuil du claix (M), Bleu clair : Le gua (H), Rouge : Chamrousse(H).



(a) (b)

FIG. 8.4 – Profils verticaux de vitesse du vent (a) et de direction du vent (b) simulées à la verticale des stations (traits pleins) et mesurées (croix) aux stations. Noir : Le Verdoud (B). Rouge : Chamrousse (H).

Ces figures montrent bien que les profils verticaux, notamment de température, semblent bien représentés par le code. En effet, celui-ci fournit des profils peu dépendants de la localisation sur l'horizontale (faible hétérogénéité horizontale des températures[1]) qui semblent par ailleurs suivre l'allure du profil que les mesures au sol permettent d'évaluer.

[1] cf chapitre 6

Cette information valide le fait que les écarts les plus importants sur la température semblent localisés en fond de vallée, la température étant très bien prescrite ailleurs.
Les intensités et direction des vitesses mesurées sont par ailleurs cohérentes avec les profils simulés.

1.3.4 Bilan

Ces comparaisons aux mesures (même si celles ci sont peu nombreuses) permettent de valider la simulation dans la configuration $C2$, qui semble effectivement représenter convenablement la dynamique réelle du site.

Néanmoins, ces comparaisons sont imparfaites, notamment pour la température en fond de vallée. Il faut toutefois garder en mémoire que ces comparaisons sont locales et instantanées et que les quantités plus globales sont mieux comparables.

2 Stratification de la CLA en couches verticales

La structure générale étant constituée de courants qui s'imbriquent, la CLA des vallées Grenobloises présente ainsi des strates verticales bien distinctes. Elle est constituée de différentes couches caractéristiques de chacun des 4 courants thermiques principaux. Cette section cherche à décrire ces couches et leurs caractéristiques dans les vallées du Y Grenoblois.

On s'intéresse au comportement en fin de nuit (à $06h$ UTC le 28 décembre 2006). L'évolution temporelle sera présentée ultérieurement mais la dynamique nocturne évolue lentement autour de cette organisation. Les strates restent clairement identifiées et persistantes au cours de la nuit.

On présente des profils verticaux *moyennés horizontalement* sur tous les points du fond de vallée de la vallée considérée. La figure 8.5 montre les points retenus dans l'opération de moyenne pour chacune des 4 vallées.

2.1 Vallée du Grésivaudan

Après application d'un opérateur de moyenne horizontale, on obtient les profils verticaux moyens de la figure 8.6.

La figure 8.6a montre le profil vertical moyen des vecteurs vent dans toute la vallée du Grésivaudan (Le fait de représenter le profil au milieu de la vallée est purement conventionnel). La figure 8.6b montre la vitesse du vent (noir) et la direction du vent (en rouge) moyen dans cette même vallée. Elle atteste de la présence de 4 couches dans la CLA de cette vallée :

1. Une première couche basse dans laquelle le flux est très précisément orienté dans la direction de la vallée (50^o, de Nord-Est), dans laquelle le vent est assez intense (jusqu'à 6 m/s). Cette couche correspond au *courant du Grésivaudan*. Les profils thermiques moyens des figures 8.6c et 8.6d montrent par ailleurs que cette couche est thermiquement très stable ($\partial_z \theta \approx 22\mathrm{K/km}$).

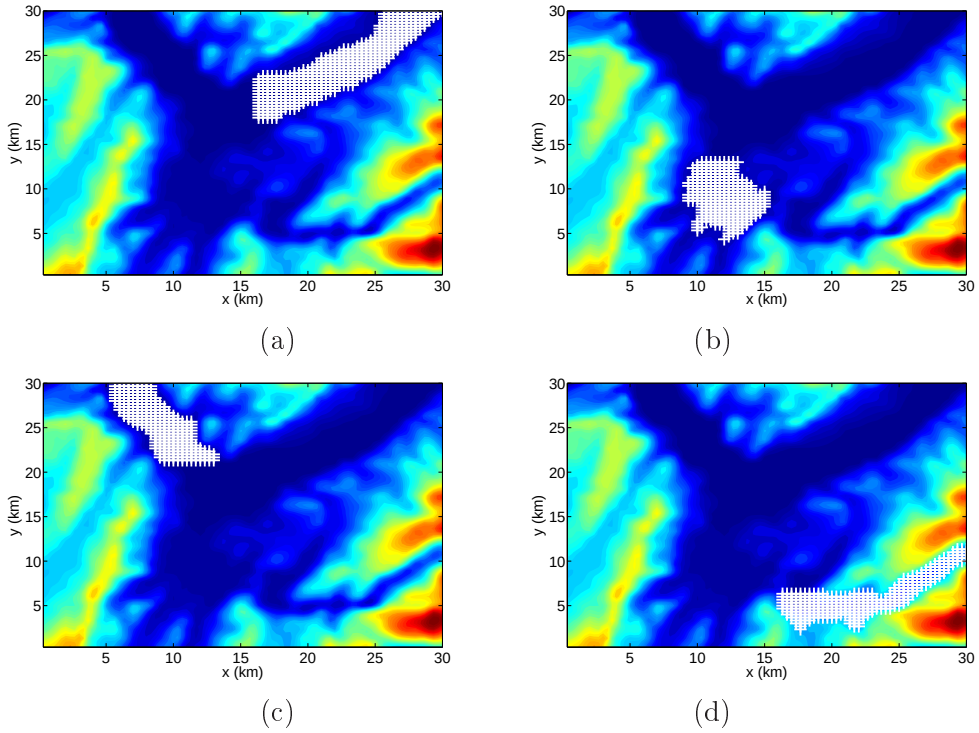


FIG. 8.5 – Topographie de la région Grenobloise (domaine $D4$). Les zones hachurées correspondent aux surfaces considérées pour calculer la moyenne *horizontale* des profils verticaux sur une vallée. (a) Vallée du Grésivaudan (b) Basse vallée du Drac (c) Cluse de Voreppe (d) Vallée de la Romanche.

2. Une 2° couche dans laquelle le flux moyen est de Sud-Ouest (direction moyenne de 220^o), qui remonte donc la vallée et s'oppose en direction au courant de la 1^o couche. Cette couche est très inhomogène et présente des tourbillons horizontaux de large envergure (de l'ordre de la moitié de la vallée, figure 8.23). La direction du vent varie donc fortement selon le point de la vallée considérée. En conséquence, le vent moyen est de faible intensité.
   Cette couche est associée au *courant du Trièves* et au *courant de l'Oisans* qui se confondent sur cette gamme d'altitude et continuent partiellement leurs courses dans cette vallée en direction du Nord-Est.
   Comme la 1° couche, cette couche est également très stable ($\partial_z\theta \approx 21\text{K/km}$).
3. Une 3° couche dans laquelle le flux moyen est encore de Sud-Ouest (direction moyenne de 220^o), qui remonte également la vallée. Sa direction est plus nette et moins hétérogène que la 2^o couche (moins de recirculations). Le vent possède ainsi une intensité légèrement plus élevée. Elle est associée au *courant du Trièves*. Cette couche est assez stable ($\partial_z\theta = 10\text{K/km}$) : la température absolue y est approximativement homogène (la température potentielle croît en revanche avec l'altitude).
4. Une 4° couche, que nous qualifierons de "tampon" entre le CLA et la TL, dans

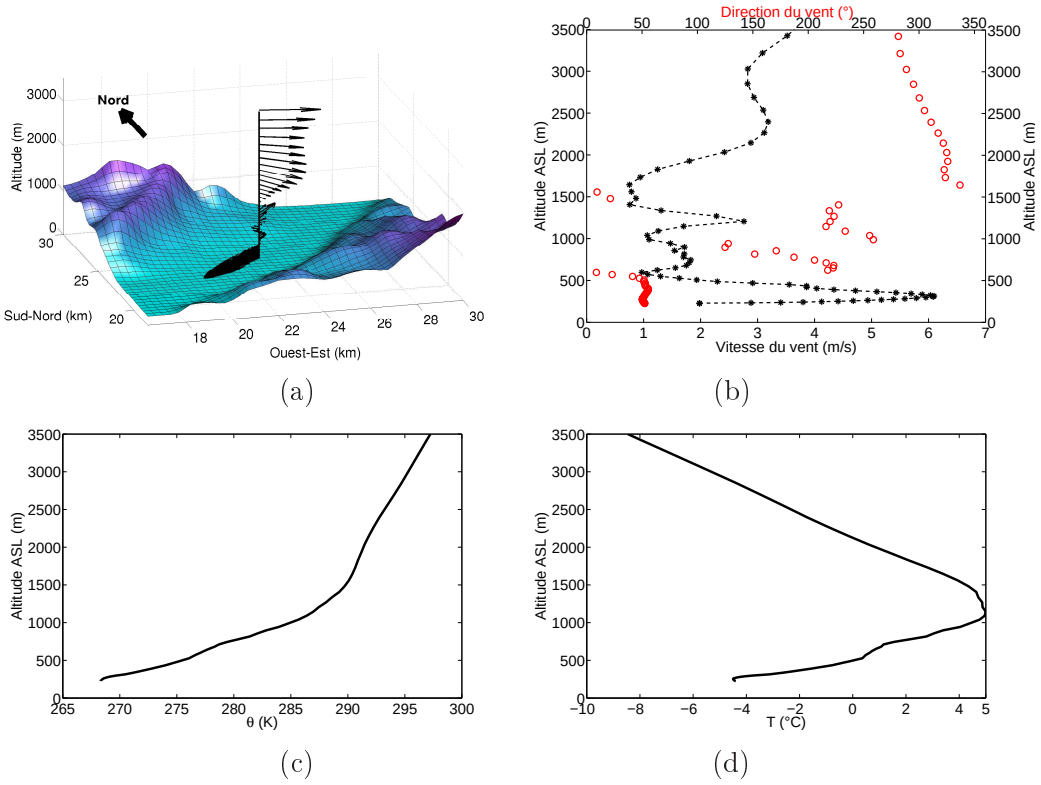


FIG. 8.6 – (a) Profil vertical moyen de vent superposé au relief local, vue 3D. La représentation au centre de la vallée est purement conventionnelle. (b) Profil vertical moyen de vitesse (+) et de direction (o) du vent. (c) Profil vertical moyen de température potentielle. (d) Profil vertical moyen de température absolue.
Tous les profils correspondent à la vallée du Grésivaudan à 06h UTC.

laquelle le flux synoptique est canalisé par le relief. La direction est légèrement tournante avec l'altitude. Cette couche est faiblement stable ($\partial_z\theta = 3.6\mathrm{K/km}$), avec une stabilité identique à celle de la troposphère libre.

Les trois premières couches dépendent des courants thermiques locaux. La quatrième est en revanche uniquement dépendante du régime synoptique (et du relief local). Au dessus de ces 4 couches se trouve la troposphère libre.

Par ailleurs, les couches 2 et 3 correspondent en fait à un même flux (mélange des courants du Trièves et de l'Oisans) et remontent la vallée. Néanmoins, ces deux couches (2 et 3) sont séparées par une zone, entre 800m et 950m ASL dans laquelle le flux est orienté de Belledonne vers la Chartreuse (direction entre 120^o et 170^o). Cette couche intermédiaire (2') est associée au *courant de Belledonne*, qui n'est pas présent partout dans la vallée. La présence de ce troisième courant dans cette gamme d'altitude induit la singularité constaté sur les profils verticaux dans cette gamme d'altitude (minimum local de vent, direction variable entre les couches 2 et 3).

Les profils thermiques moyens des figures 8.6c et 8.6d montrent que l'atmosphère est statiquement stable sur toute la verticale. On constate une inversion thermique

sous 1500 m, c'est à dire dans les 3 premières couches (la 4^o couche n'est pas en inversion thermique). Les 3 autres vallées possèdent une structure thermique très similaire. Une description approfondie de l'inversion thermique sera faite dans le chapitre 9.
Notons qu'on constate localement des zones d'instabilités ou de plus faible stabilité. Les zones les plus instables sont l'interface entre la 1^o et la 2^o couche et la partie centrale de la 2^o couche. On peut s'attendre à y trouver des instabilités dynamiques. Ces zones de faible stabilité ne sont pas visibles sur les profils thermiques moyens : elles sont spatialement très localisées sur l'horizontale.

Le tableau 8.2 résume les caractéristiques des couches et leur correspondance avec les courants thermiques locaux et la figure 8.7 illustre la superposition de ces différentes couches.

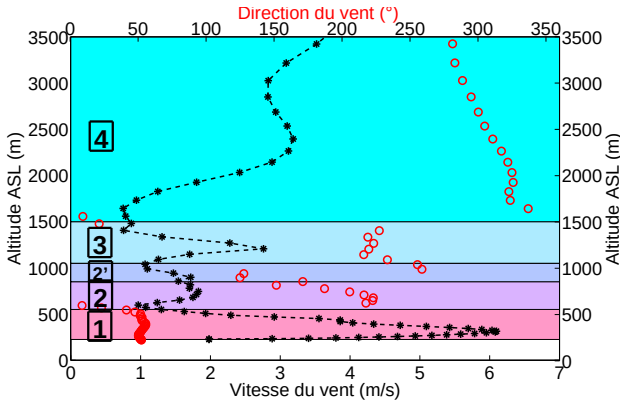


FIG. 8.7 – Représentation des différentes couches dans la vallée du Grésivaudan.

2.2 Cluse de Voreppe

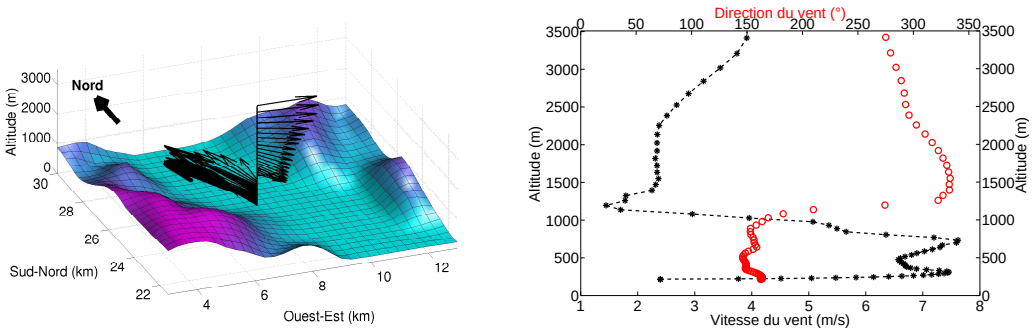
Après application d'un opérateur de moyenne, on obtient les profils verticaux moyens de la figure 8.8. La figure 8.8a montre le profil vertical moyen des vecteurs vent dans toute la vallée du Grésivaudan. La figure 8.8b montre la vitesse du vent (noir) et la direction du vent (en rouge) moyen dans cette même vallée.
On identifie 2 couches :

1. Une première s'étendant du sol jusqu'à 1150m ASL environ contenant un vent intense soufflant en direction du Nord-Ouest (direction moyenne de 150^o) c'est à dire selon l'axe de la vallée, allant du bassin Grenoblois vers la plaine.
2. Une couche tampon de 1150 m à 3000m ASL dans laquelle le flux synoptique est canalisé par le relief.

Néanmoins, si l'on regarde les choses de façon plus détaillée, on constate plusieurs maxima dans la première couche : un premier vers 350m ASL, un second vers 720m ASL. Localement, on constate même fréquemment un troisième maxima autour de 1000m ASL. En fait, cette couche subit l'influence de 3 courants : le *courant du*

COUCHE	1	2	3	4
Courant associé	Courant du Grésivaudan	Courant du Trièves Courant de l'Oisans	Courant du Trièves	Couche tampon Flux synoptique
Direction moyenne du flux	50°, de NE	220°, de SO	220°, de SO	310°, de NO
Vitesse moyenne	4.4 m/s	2.3 m/s	1.1 m/s	2.4 m/s
Vitesse max (altitude de V max)	7.2 m/s (290m)	3.9 m/s (810m)	2.1 m/s (1250m)	3.8 m/s (2400m)
Stabilité	Très stable (inversion)	Très stable (inversion)	Stable	Légèrement stable (idem TL)
Zones d'instabilités	Très faible stabilité : 1) Au sol (< 50m) 2) En haut de couche (20 derniers mètres)	Très faible stabilité : 1) Vers 800m (sur 100m)	Non	Non
Homogénéité dans la vallée	Très homogène	Très inhomogène	Assez homogène	Homogène
Présence de sous-couches	Oui, deux 1) Près du sol 2) Près du haut de couche	Oui, une 1) Au niveau du maximum de vent	Non	Non

TAB. 8.2 – Caractéristiques de la stratification en couche dans la vallée du Grésivaudan.



(a) (b)

FIG. 8.8 – (a) Profil vertical moyen de vent au centre de la cluses de Voreppe à 06h, superposée au relief local, vue 3D. La représentation au centre de la vallée est purement conventionnelle. (b) Profil vertical moyen de vitesse et de direction du vent dans la cluse de Voreppe à 06h.

Grésivaudan, le *courant du Trièves* et le *courant de l'Oisans*, qui, après être arrivés sur le bassin Grenoblois s'engouffrent tous trois dans la cluse de Voreppe en direction

de la plaine. Chacun de ces 3 maximas est une signature de l'influence d'un de ces 3 courants.

La cluse permet donc la ventilation du bassin Grenoblois et l'évacuation des courants locaux qui, en son absence donneraient lieu à une accumulation des masses d'air au dessus de l'agglomération (ce qui augmenterait probablement l'intensité et/ou l'épaisseur des inversions thermiques en pareille situation).

La figure 8.9 et le tableau 8.3 illustrent les couches et résument leurs caractéristiques.

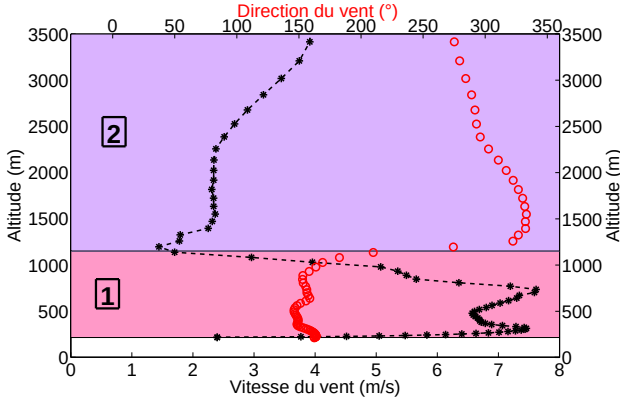


FIG. 8.9 – Représentation des différentes couches dans la cluse de Voreppe.

2.3 Vallée de la Romanche

De même que précédemment, l'application de l'opérateur de moyenne fournit les profils verticaux moyens de la figure 8.10. La figure 8.10a montre le profil vertical moyen des vecteurs vent dans la vallée de la Romanche. La figure 8.10b montre le profil vertical moyen d'intensité (noir) et de direction (rouge) du vent dans toute la vallée de la Romanche. Contrairement aux autres vallées, le fond est fortement incliné dans cette vallée, et le courant principal s'écoule le long du fond de vallée. Ainsi, nous moyennons les caractéristiques *à une distance du sol constante* (et non plus *horizontalement*) et présentons les profils en altitude AGL (au dessus du sol).

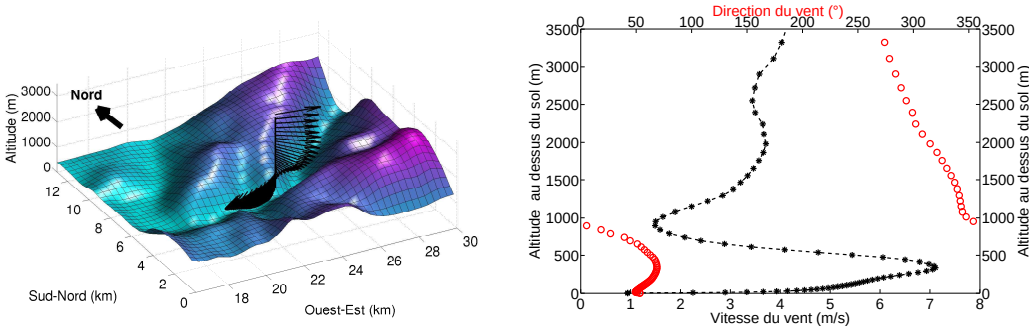
Ce profil montre l'existence de 2 couches :

1. Une première s'étendant dans les 800 premiers mètres au dessus du sol, c'est à dire jusqu'à une altitude variant entre 1000 à 1600m ASL en fonction du point de la vallée où on se situe[2]. Cette première couche est un vent de vallée fort orienté dans l'axe de la vallée (direction moyenne d'environ 60^o) dans laquelle le vent est intense (maximum de 7m/s en moyenne environ 350m au dessus du sol). Le flux provient du massif de l'Oisans et se dirige vers le bassin Grenoblois en suivant la géométrie de la vallée.

[2] L'altitude du fond de vallée variant beaucoup dans cette vallée.

COUCHE	1	2
Courant associé	Courant du Grésivaudan Courant de l'Oisans Courant du Trièves	Couche tampon Flux synoptique
Direction moyenne du flux	150°, de SE	330°, de NO
Vitesse moyenne	6.2 m/s	2.8 m/s
Vitesse max (altitude de V max)	7.6 m/s (730m)	4 m/s (3400m)
Stabilité	Très stable (inversion)	Légèrement stable idem TL
Zones d'instabilités	Très faible stabilité 1) Au sol (< 80m) 2) Au niveau du minimum local (sur 150 m environ)	Non
Homogénéité dans la vallée	Assez homogène	Homogène
Présence de sous-couches	Oui, deux 1) Près du sol 2) Au niveau du minimum local de vent	Non

TAB. 8.3 – Caractéristiques de la stratification en couche dans la cluse de Voreppe.



(a) (b)

FIG. 8.10 – a) Profil vertical moyen de vent au centre de la vallée de la Romanche à 06h, superposée au relief local, vue 3D. La représentation au centre de la vallée est purement conventionnelle.
b) Profil vertical moyen de vitesse et de direction du vent dans la vallée de la Romanche à 06h.

2. Une couche tampon de 1300-1600m ASL environ jusqu'à 3000m ASL dans laquelle le flux synoptique est canalisé par le relief. La direction est légèrement variable, globalement de Nord-Ouest.

La figure 8.11 et le tableau 8.4 illustrent les couches et résument leurs caractéris-

tiques.

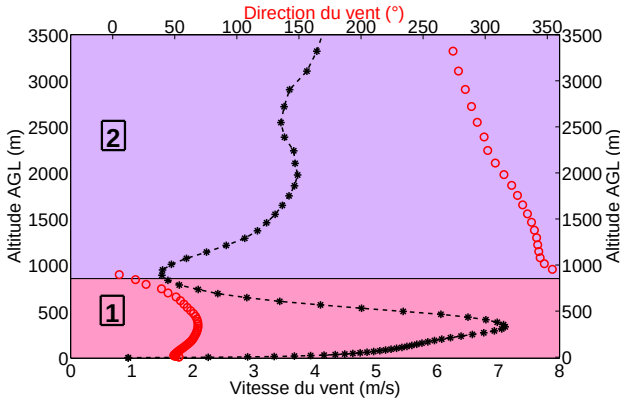


FIG. 8.11 – Représentation des différentes couches dans la vallée de la Romanche.

COUCHE	1	2
Courant associé	Courant de l'Oisans	Flux synoptique canalisé
Direction moyenne du flux	60°, de SE	330°, de NO
Vitesse moyenne	4.4 m/s	3.7 m/s
Vitesse max (altitude de V max)	7.1 m/s (1000m)	4.1 m/s (2600m)
Stabilité	Très stable (inversion)	Légèrement stable idem TL
Zones	Non	Non
Homogénéité dans la vallée	Homogène variant en direction avec la courbure de vallée	Homogène
Présence	Non	Non

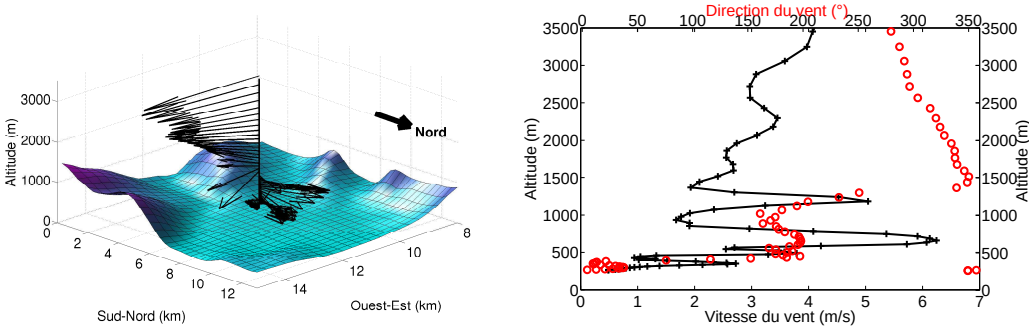
TAB. 8.4 – Caractéristiques de la stratification en couche dans la vallée de la Romanche.

2.4 Basse vallée du Drac

Au dessus de la basse vallée du Drac, la structuration verticale est bien plus complexe que dans les 3 vallées précédentes, ceci en raison de la présence de plusieurs courants d'origines différentes qui interfèrent les uns avec les autres. Au dessus de cette vallée, tous les courants interviennent : le courant du Grésivaudan, le courant du Trièves et le courant de l'Oisans. Par ailleurs, le vent synoptique de Nord-Ouest donne lieu à un vent de Foehn au passage par dessus les crêtes du Vercors.

2.4.1 Analyse des profils moyens dans la vallée

On applique comme précédemment un opérateur de moyenne des champs dynamiques sur tous les points de cette vallée (figure 8.5). On obtient les profils verticaux moyens de la figure 8.12. La figure 8.12b montre le profil moyen d'intensité (noir) et de direction (rouge) du vent dans toute la basse vallée du Drac.



(a) (b)

FIG. 8.12 – (a) Profil vertical moyen de vent au centre de la basse vallée du Drac à 06h, superposée au relief local, vue 3D. La représentation au centre de la vallée est purement conventionnelle.
(b) Profil vertical moyen de vitesse et de direction du vent dans la basse vallée du Drac à 06h.

On distingue 4 couches verticales dans la CLA :

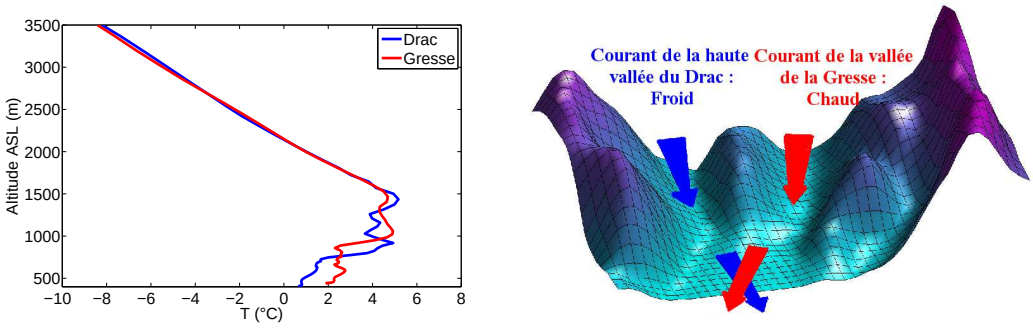
1. La première est concentrée sous 450 m ASL environ et est associé à un flux de Nord (provenant du courant du Grésivaudan). Cette couche est très inhomogène et soumise à beaucoup de recirculations horizontales. Le vent y est de très faible intensité.
2. Une seconde couche entre 450m ASL et 1150m ASL est associée à un flux de Sud. Ce flux provient en partie du plateau du Trièves et en partie de la vallée de la Romanche. Le vent provient en fait de direction variant entre 160^o et 190^o selon qu'il provient de la haute vallée du Drac, de la vallée de la Gresse ou de la vallée de la Romanche (figure 6.1 pour la localisation des vallées).
3. Une troisième couche entre 1150m et 1300m ASL est associé à un maximum de vent venu des pentes du Vercors par effet de Foehn.
4. Enfin une quatrième couche est une couche tampon entre la CLA et la TL. Le flux synoptique y est canalisé. Sa direction est de Nord-Ouest variant légèrement avec l'altitude.

2.4.2 Origine et imbrication des différents courants

En fait, la seconde couche décrite précédemment comprend une imbrication complexe de courants venus de la haute vallée du Drac, de la vallée de la Gresse et de la

vallée de la Romanche : Le flux principal vient globalement du plateau du Trièves (*courant du Trièves*). Au dessus de 750 m ASL environ, ce flux se mélange au *courant de l'Oisans*. Par ailleurs, le flux venu du Trièves est lui même décomposable en deux courants : A mesure qu'il avance vers le Nord, il est en effet canalisé topographiquement à la fois dans la vallée de la Gresse et dans la haute vallée du Drac (ces deux vallées étant de direction très semblable, approximativement orientée Sud-Nord).

Comme le montre la figure 8.13, en dessous de 800m environ, le courant de la haute vallée du Drac est sensiblement plus froid que le courant de la vallée de la Gresse (les caractéristiques de refroidissement des deux vallées sont donc différentes). En arrivant dans le bassin Grenoblois, le courant le plus dense (celui de la haute vallée du Drac) se concentre aux altitudes les plus basses et le courant le plus chaud (celui de la vallée de la Gresse) s'écoule au dessus de ce premier courant.



(a) (b)

FIG. 8.13 – a) Comparaison du profil vertical de température absolue dans la vallée du Drac et de la Gresse à égale distance de l'embouchure. Les profils sont pris à 06h UTC le 28 décembre. b) Schéma de principe de l'écoulement des courants et de leur superposition au dessus du bassin Grenoblois.

Au dessus de 750m ASL, le courant de l'Oisans pénètre au dessus de la basse vallée du Drac et vient se joindre au courant venu de la Gresse. La seconde couche se structure donc en 3 sous-couches :

1. De 450m ASL à 600m ASL : Courant de la haute vallée du Drac.
2. De 600 m ASL à 750 m ASL : Courant de la Gresse.
3. De 750 m ASL à 1150 m ASL : Courant de la Gresse et courant de l'Oisans.

Cette organisation explique la légère variation de l'orientation du vent dans la 2^o couche ainsi que la présence de plusieurs extrema d'intensité du vent. On a donc l'organisation de la figure 8.14.

Cette imbrication complexe de courants thermiques dont l'orientation dépend de la géométrie des zones génératrices induit donc complètement la complexité de la structuration verticale observée.

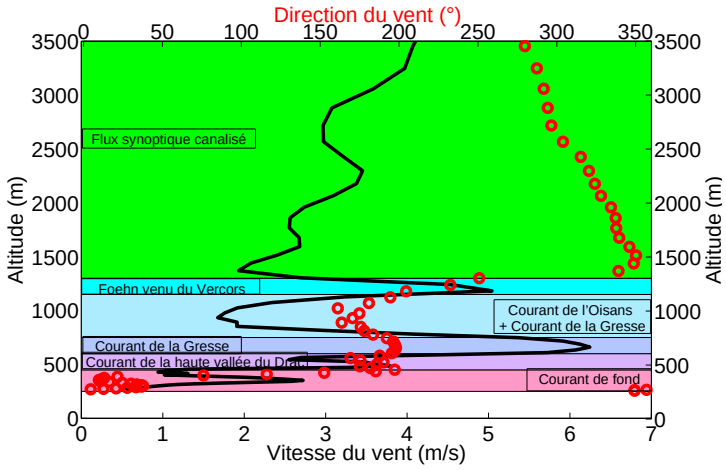


FIG. 8.14 – Structuration verticale de la vallée du Drac et représentation des différents courants.

3 Structure horizontale de la CLA

Dans la section précédente, nous avons examiné la structure verticale. Nous nous interessons ici à la variation horizontale des champs. On se focalise toujours sur l'état de la CLA en fin de nuit (06h) dans l'épisode $E6$. L'évolution temporelle sera examinée dans les sections ultérieures.

3.1 Structure horizontale du champ de vent

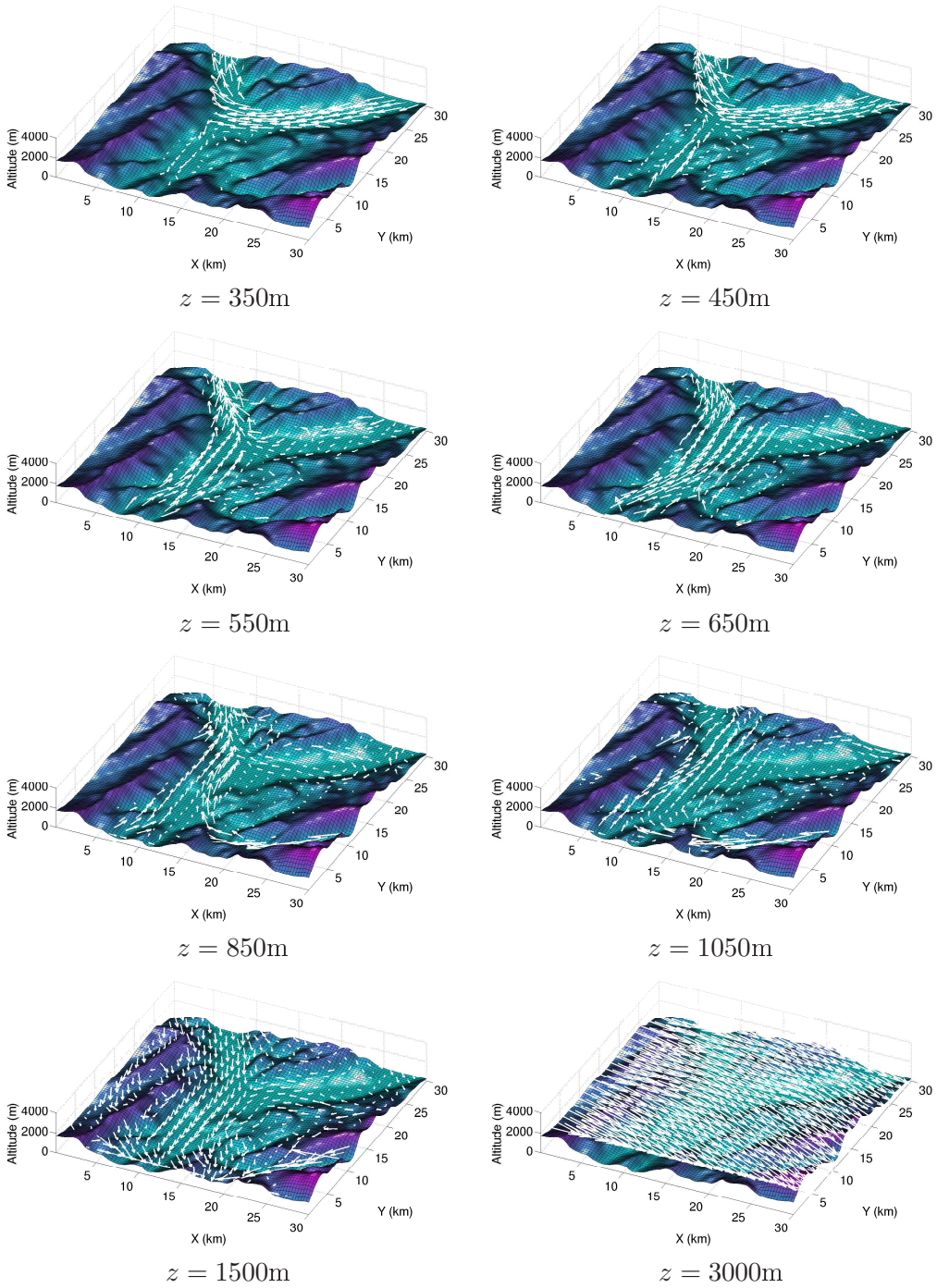
La figure 8.15 synthétise les résultats. Elle montre des coupes horizontales du champ de vent (tracé vectoriellement) superposées à la topographie du site d'étude. On voit ainsi comment se répartissent spatialement les courants précédemments décrits. Le tableau 8.5 décrit les principales caractéristiques de l'écoulement par tranches d'altitudes.

3.2 Structure horizontale du champ de pression

La figure 8.16 montre des coupes horizontales du champ de pression.

Autour de 550m, la coupe de la figure 8.16a montre qu'à altitude constante la pression dans la plaine et dans la partie Nord de la cluse de Voreppe est sensiblement plus faible que celle du bassin Grenoblois, et en particulier des zones dont sont issus les 3 principaux courants (Grésivaudan, basse vallée du drac, embouchure de la vallée de la Romanche). La différence de pression étant d'environ 165 Pa entre les deux zones, il y a donc un gradient de pression qui engendre une poussée des masses d'air en direction de la plaine (avec une accélération dûe au gradient de pression de l'ordre de $10^{-2} m/s^2$).

Ce gradient de pression horizontal dans la cluse de Voreppe explique que les courants principaux s'y engouffre.



$z = 350$m $z = 450$m

$z = 550$m $z = 650$m

$z = 850$m $z = 1050$m

$z = 1500$m $z = 3000$m

FIG. 8.15 – Coupe horizontale du champ de vent superposé à la topographie du site. La coupe est faite à une altitude z (ASL) constante (350m, 450m, 550m, 650m, 850m, 1050m, 1500m, 3000m).

Autour de 850m, on visualise que la vallée de la Romanche comprend des pres-

ALTITUDES	Courant principal	Trajectoire du courant principal	Homogénéité	Autres spécificités
En dessous de 500m ASL	*Courant du Grésivaudan*	Du Nord Grésivaudan vers la cluse de Voreppe (direction 50°, de NE puis 150°, de SE)	Homogène en intensité et direction	Dans la partie Sud, le flux est de Nord sous 450m ASL, par continuité du flux de masse du courant du Grésivaudan.
Entre 500 et 650m ASL	*Courant du Trièves*	Depuis les deux vallées du Drac et de la Gresse vers la cluse de Voreppe (direction 170°, de S puis 150°, de SE). Une partie est déviée vers le Grésivaudan (direction 220°, de SO)	Assez homogène sur la première trajectoire. Très inhomogène dans le Grésivaudan	Fortes recirculations horizontales dans la vallée du Grésivaudan.
Entre 650 et 900m ASL	*Courant de l'Oisans* et *Courant du Trièves*	Courant du Trièves : Idem précédemment. Courant de l'Oisans : De la vallée de la Romanche vers Voreppe (direction 60°, de NE puis 150°, de SE). Une partie est déviée vers le Grésivaudan (direction 220°, de SO)	Courant de l'Oisans très homogène dans la vallée de la Romanche. Très inhomogène dans le Grésivaudan	Fortes recirculations horizontales dans la vallée du Grésivaudan. Les 2 courants principaux se mélangent. Présence d'un flux non négligeable d'air depuis les pentes de Belledonne (*courant de Belledonne*).
De 900m à 1300m	*Courant de l'Oisans* et *Courant du Trièves*	Courant du Trièves : de la vallée de la Gresse vers la vallée du Grésivaudan. Courant de l'Oisans uniquement dans la vallée de la Romanche (direction 60°, de NE). Il passe en effet par dessus le relief et poursuit sa course en direction du Sud-Ouest.	Atmosphère très inhomogène sur tout le site.	
Vers 1300m	*Courant de l'Oisans.* Influence du régime synoptique dans la cluse de Voreppe.		Très inhomogène spatialement en Grésivaudan.	Le vent synoptique dévie le flux du Trièves et crée une zone de front entre les deux courants de directions opposées, à la verticale de l'embouchure de la haute vallée du Drac.
Entre 1500m et 3000m	*Régime synoptique* canalisé	De Nord-Ouest, canalisé Nord-Ouest dans la cluse de Voreppe, dévié vers le Sud dans la vallée du Drac	Inhomogène sur tout le site sous 2200m. Très homogène (direction NO) à partir de 2200m.	Courant de l'Oisans encore présent dans la vallée de la Romanche. Vallée du Grésivaudan soumise à un faible vent de Nord-Ouest (intrusion synoptique) jusqu'à 1800m. Vers 1800m, coutournement du massif de Belledonne vers l'Ouest (vers les sommets les moins hauts) donnant un fort vent Est-Ouest sur les crètes.
Au delà de 3000m	*Régime synoptique*	De Nord-Ouest	Extrêmement homogène	Hors CLA

TAB. 8.5 – Description de l'écoulement dans la CLA du site Grenoblois par tranches d'altitudes.

sions très supérieures ce qui explique le fort courant observé dans cette vallée.

Enfin, vers 1300m, on constate que la pression est à peu près identique au dessus de tout le bassin Grenoblois (si on exclut les zones près des pentes). Il n'y a alors plus de vents thermiques locaux (sauf catabatiques près des pentes) et l'influence du régime synoptique s'exerce.

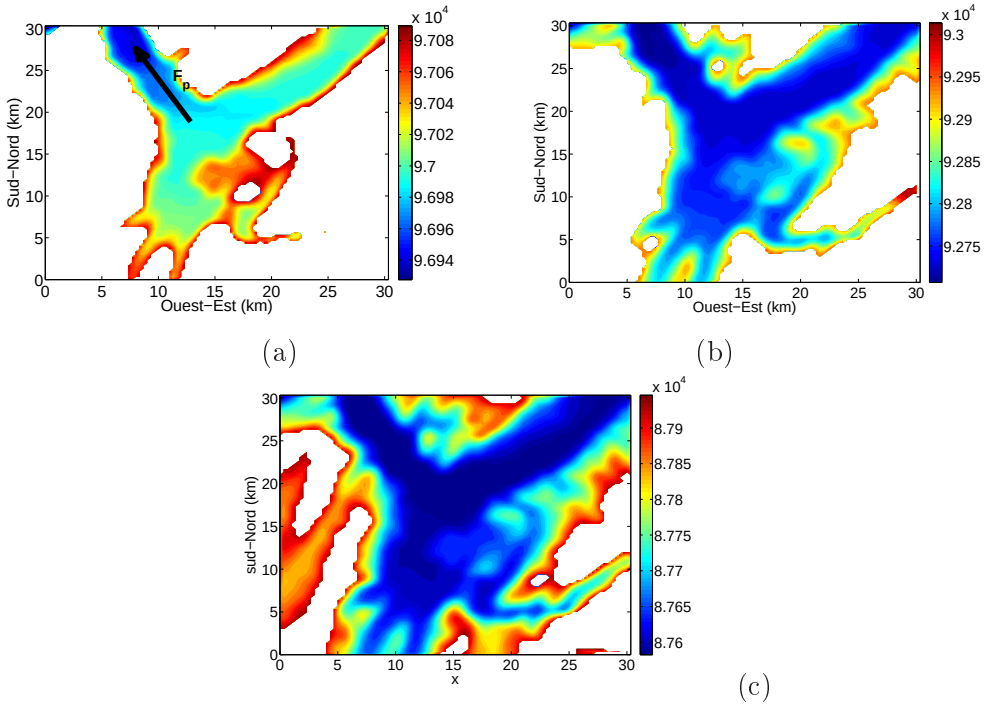


FIG. 8.16 – Coupe horizontale du champ de pression. La coupe est faite aux altitudes (ASL) de : 550m (a), 850m (b), 1300m (c).

4 Structure spatiale des courants thermiques

Dans cette section, nous nous focalisons sur les 3 courants thermiques principaux des vallées Grenobloises, et nous cherchons à décrire leur structure spatiale. Notamment nous examinons leur extension transversale dans la largeur de chaque vallée ainsi que leur évolution longitudinale. La même analyse est menée pour chacun des trois courants.

Pour le *courant du Grésivaudan* (section 4.1), nous effectuons une coupe longitudiale et une coupe transversale dans la vallée du Grésivaudan (cf figure 8.17c et 8.17d) dont les localisations sont indiquées sur les figure 8.17a et 8.17b. Pour le *courant de l'Oisans* (section 4.2), ces coupes sont effectuées dans la vallée de la Romanche et sont présentées, avec leurs localisations, sur la figure 8.19. Pour le *courant du Trièves* (section 4.3), les coupes sont effectuées dans la basse vallée du Drac et sont présentées, avec leurs localisations, sur la figure 8.20.

Sur les coupes longitudinales et transverses sont présentées les isocontours de direction du vent et le champ vectoriel de vent est superposé. *Attention :* Sur les coupes longitudinales, seule la composante tangentielle à la coupe est considérée dans le tracé du vecteur vent. Sur les coupes transverses, en revanche, comme la composante du vent dans cette coupe est faible, nous avons choisi de représenter les vecteurs vents selon la convention de radiosondage : C'est le *vecteur vent total* et non pas le *vecteur vent dans la coupe* qui est représenté. Un vecteur vent pointant vers le bas de la figure correspond ainsi à un vent de Nord (et non pas à un vent descendant), un vecteur pointant vers la droite à un vent d'Ouest (et non pas à un vent parcourant la coupe de gauche à droite).

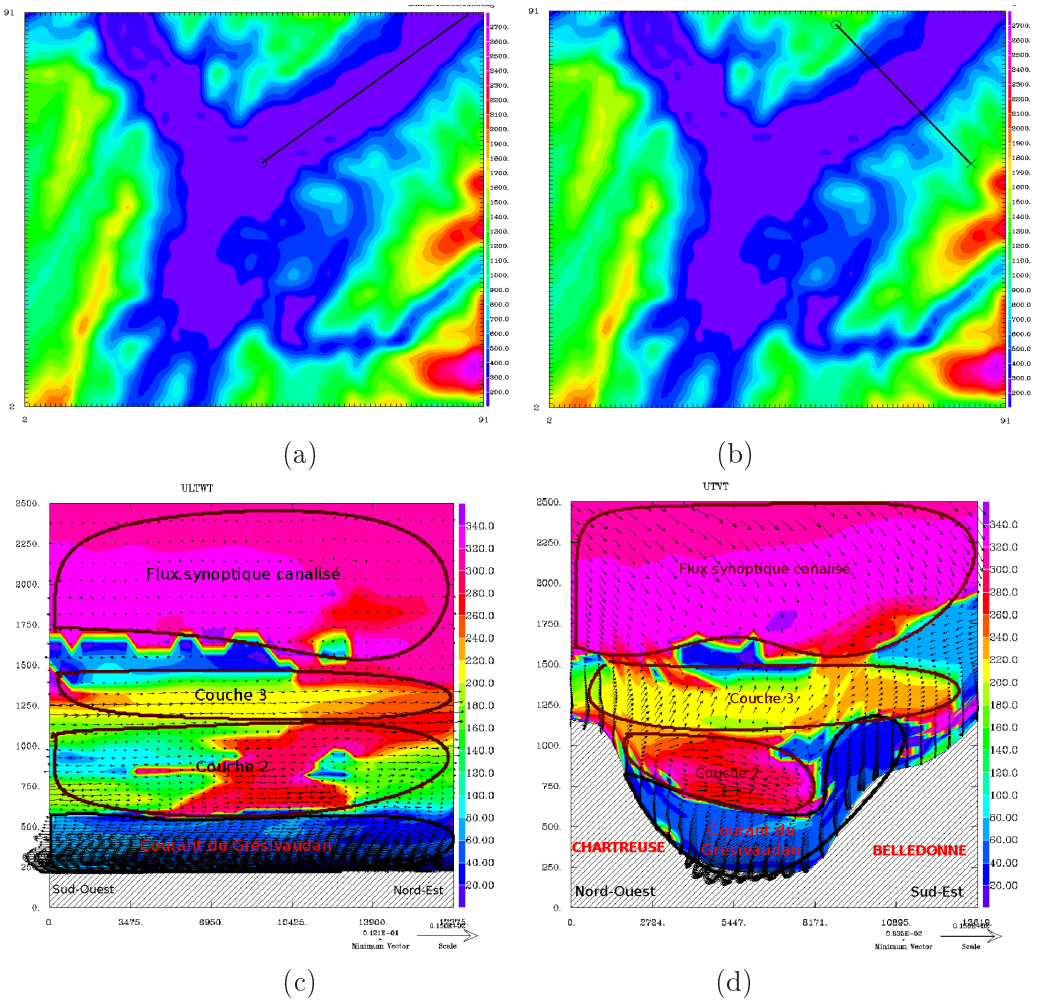


FIG. 8.17 – Localisation des coupes longitudinale (a) et transverse (b) dans la vallée du Grésivaudan. (c) Isocontours de direction du vent superposé aux vecteurs vent tangentiel dans une coupe longitudinale dans la vallée du Grésivaudan. (d) Isocontours de direction du vent et vecteurs vent *total* (*convention radiosondage*) dans une coupe transverse dans la vallée du Grésivaudan. Les différentes couches sont schématisées.

4.1 Structure spatiale du *courant du Grésivaudan*

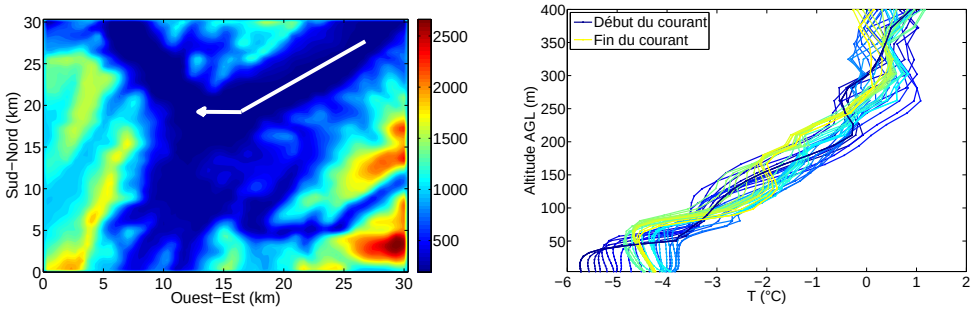
Le courant du Grésivaudan s'écoule dans une couche d'environ 300 mètres d'épaisseur dans le fond de la vallée du même nom.

Les figures 8.17c et 8.17d montrent qu'on retrouve très clairement la structuration en couches évoquée dans les paragraphes précédents. Elles permettent par ailleurs de visualiser l'extension spatiale du courant principal de cette vallée (courant du Grésivaudan).

On voit que son épaisseur évolue très peu longitudinalement. On voit par contre que son extension dans la largeur de la vallée s'étend jusque sur le bas des pentes du massif de Belledonne (à droite sur la figure), où ce courant est presque aussi épais qu'en fond de vallée (même s'il y est moins intense). Ce courant n'est donc pas strictement cantonné en fond de vallée. Il s'étend en altitude sur les flancs des massifs adjacents.

Le long de sa ligne de courant (cf figure 8.18a), le courant du Grésivaudan évolue peu : l'épaisseur du courant reste approximativement constante (environ 300 à 350m), de même que la valeur du maximum (autour de 7m/s). La hauteur de ce maximum augmente en revanche à mesure que le courant avance (d'environ 40m au dessus du sol à l'entrée dans la vallée, il passe à environ 100m au dessus du sol à la sortie de la vallée).

Par ailleurs, au niveau du sol, la température est très froide à l'entrée dans la vallée, puis augmente avant de diminuer à nouveau (de -6^oC il passe à environ -4^oC puis décroît à nouveau), comme le montre la figure 8.18b. Cela s'explique par la présence de la ville à peu près au milieu de son itinéraire : on constate un effet d'ilôt de chaleur urbain ayant une incidence maximale de 2^oC sur la température au sol. La température est affectée sur une cinquantaine de mètres environ.



(a) (b)

FIG. 8.18 – a) Ligne de courant du "courant du Grésivaudan" à 06h, superposé aux contours de relief. b) Profil verticaux de température absolue le long du *courant du Grésivaudan*. Le dégradé de couleurs indique la position le long de la ligne de courant (bleu foncé : Début du courant, Jaune : fin du courant).

4.2 Structure spatiale du *courant de l'Oisans*

Le courant de l'Oisans s'écoule dans une couche d'environ 1000 mètres d'épaisseur dans le fond de la vallée du même nom.

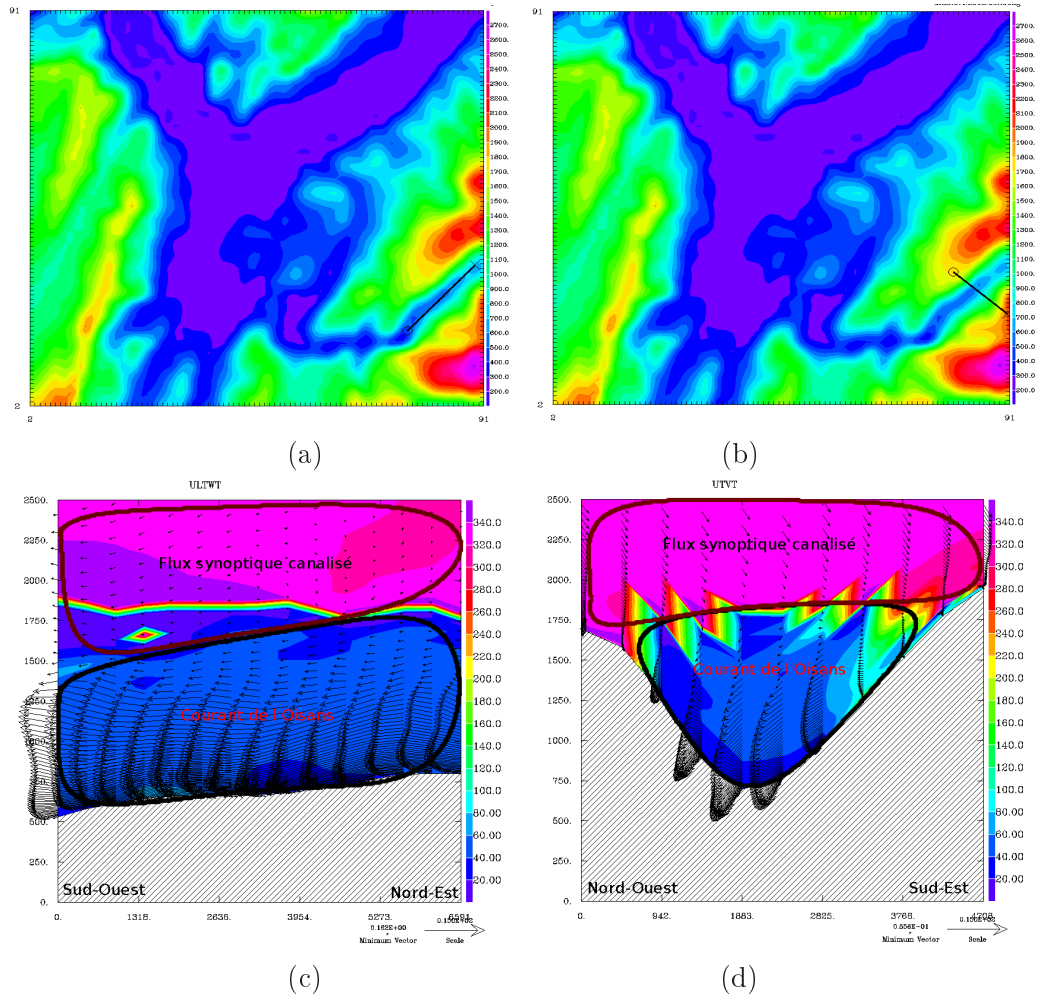


FIG. 8.19 – Localisation des coupes longitudinale (a) et transverse (b) dans la vallée de la Romanche. c) Isocontours de direction du vent superposé aux vecteurs vent tangentiel dans une coupe longitudinale dans la vallée de la Romanche. d) Isocontours de direction du vent et vecteurs vent *total* (*convention radiosondage*) dans une coupe transverse dans la vallée de la Romanche. Les différentes couches sont schématisées.

Les figures 8.19c et 8.19d montrent qu'on retrouve encore très clairement la structuration en couches évoquée dans les paragraphes précédents.

Dans la vallée de la Romanche, le vent de vallée s'étend approximativement jusqu'à la hauteur des crêtes (on retrouve la situation de la vallée unidimensionnelle simple et idéalisée de la première partie). Il s'épaissit légèrement et s'intensifie à mesure qu'il s'écoule dans la vallée. Il semble suivre le fond de vallée et s'apparente

donc à un vent catabatique dans cette partie de la vallée. Il est assez également réparti dans la largeur, mais se fait plus intensément ressentir sur les versants Nord du fait de la courbure de la vallée et de l'inertie du vent.

4.3 Structure spatiale du *courant du Trièves*

Le courant du Trièves suit une évolution plus complexe. Comme on l'a évoqué, il se découpe notamment en deux sous-courants : le *courant de la haute vallée du Drac* et le *courant de la Gresse*.

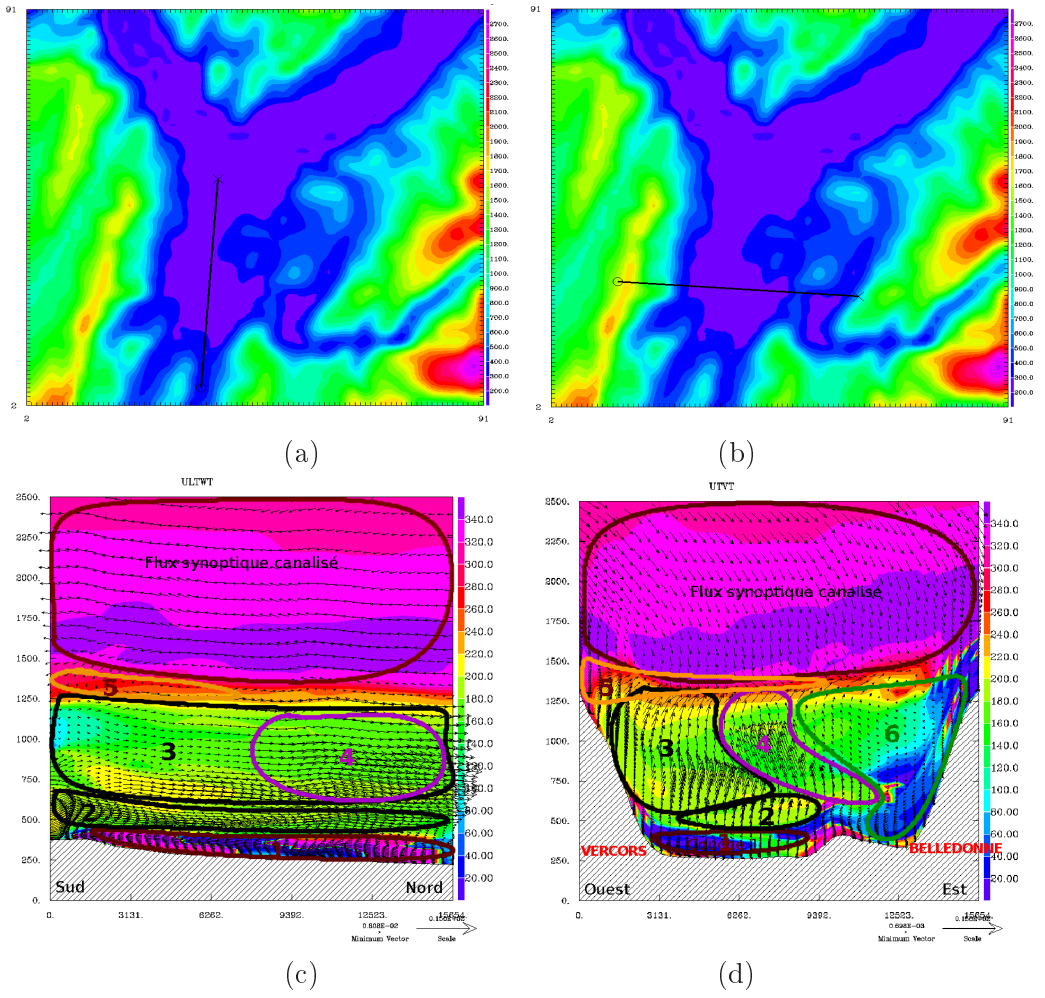


FIG. 8.20 – Localisation des coupes longitudinale (a) et transverse (b) dans la vallée du Drac. c) Isocontours de direction du vent superposé aux vecteurs vent tangentiel dans une coupe longitudinale dans la basse vallée du Drac. d) Isocontours de direction du vent et vecteurs vent *total* (*convention radiosondage*) dans une coupe transverse dans la basse vallée du Drac. Les différentes couches sont schématisées.

Les figures 8.20c et 8.20d montrent qu'on retrouve là aussi très clairement la structuration en couches évoquée dans les sections précédentes. Dans les figures

8.20c et 8.20d, les numérotations des couches correspondent aux couches suivantes :

1. Couche de vent du Nord, courant du Grésivaudan.
2. Courant de la haute vallée du Drac.
3. Courant de la vallée de la Gresse.
4. Courant de l'Oisans.
5. Effet de Foehn provenant des crêtes du Vercors.
6. Recirculation horizontale au dessus du talweg de Vaulvaneys.

Notons que les couches 2 et 3 (correspondant au courant de la haute vallée du Drac et au courant de la Gresse) constituent à elles deux le *courant du Trièves* (car ce flux général de Sud est généré sur le plateau du Trièves).

On voit notamment sur la figure 8.20c que le *courant du Trièves* et le *courant de l'Oisans* interfèrent et se confondent spatialement dans la partie Nord de la basse vallée du Drac. Les deux flux étant de direction très proches, le vent s'intensifie dans cette zone, car il devient la combinaison de deux courants. On retrouve par ailleurs que le courant de la haute vallée du Drac (2) s'écoule sous le courant de la Gresse (3) car celui-ci est moins dense.

5 Zones de recirculation, de stagnation et de ventilation

Dans la section 5.1, nous examinons la ventilation des 50 premiers mètres au dessus du sol, qui représentent la couche dans laquelle les effets de stagnation ont un impact sanitaire direct.

Les sections 5.2 et 5.3 s'intéressent en revanche au reste de la CLA (au delà de 50m au dessus du sol).

5.1 Quantification de la stagnation, de la recirculation et de la ventilation en basses couches

[Allwine et Whiteman, 1994] proposent une méthode de quantification de la stagnation et de la recirculation. La méthode se base sur le calcul de deux indices :

1. L'indice de stagnation défini par :

$$S_i = T \sum_{j=i}^{i+n} \left(u_j^2 + v_j^2\right)^{1/2} \tag{8.3}$$

où $i = 1, .., N - n$ est l'indice courant de la série temporelle u_i et v_i qui représentent respectivement les composantes Est-Ouest (positive vers l'Est) et Nord-Sud (positive vers le Nord) du vent, N le nombre d'éléments de ces séries, T la résolution temporelle de ces séries (ie pour des informations horaires, $T = 1h$), $n = \tau/T$ et τ le temps de transport désiré ($T \leq \tau < NT$). La valeur de S_i peut être calculée à chaque instant $t_i = t_0 + (i-1)T$ (t_0 représentant l'instant de départ de la série temporelle).

Ainsi défini, cet indice de stagnation représente la distance totale parcourue par une particule entre l'instant t_i et l'instant $t_i + \tau$.

2. L'indice de recirculation défini par :

$$R_i = 1 - \frac{\left(X_i^2 + Y_i^2\right)^{1/2}}{S_i} \tag{8.4}$$

où $X_i = T \sum_{j=i}^{i+n} u_j$ et $Y_i = T \sum_{j=i}^{i+n} v_j$.
Ainsi défini, cet indice est compris entre 0 et 1 ; $R_i = 0$ indiquant l'absence de recirculation et $R_i = 1$ une recirculation complète (les particules reviennent à leur position initiale en une durée τ).

[Allwine et Whiteman, 1994] classent alors le comportement de l'écoulement autour d'une station à partir de ces indices et de seuils critiques définis dans le tableau 8.6. Le seuil de stagnation est défini à partir d'un vent moyen de 1.5m/s pendant une durée de 24h et le seuil de ventilation pour un vent moyen de 2.9m/s sur la même durée.

ETAT DE L'ECOULEMENT	CRITERE	SEUILS
STAGNATION	$S_i \leq S_c$	$S_c = 130$km
RECIRCULATION	$R_i \geq R_c$	$R_c = 0.6$
VENTILATION	$S_i \geq S_{cv}$ et $R_i \leq R_{cv}$	$S_{cv} = 250$km et $R_{cv} = 0.2$

TAB. 8.6 – Définition de la stagnation, de la recirculation et de la ventilation selon [Allwine et Whiteman, 1994].

Nous étendons cette classification à 5 classes de comportement (cf tableau 8.7). Les classes de stagnation, recirculation et ventilation ainsi définies correspondent à celles de [Allwine et Whiteman, 1994] mais nous ajoutons une classe de **stagnation critique** (strictement incluse dans les classes de stagnation et de recirculation de [Allwine et Whiteman, 1994]) caractérisant les zones les plus sensibles aux émissions polluantes (très forte stagnation, doublée d'une forte tendance à la recirculation) et une classe de **ventilation faible** dans laquelle l'atmosphère est seulement légèrement ventilée.

ETAT DE L'ECOULEMENT	CRITERE	SEUILS
STAGNATION CRITIQUE	$S_i \leq S_c$ et $R_i \geq R_c$	$S_c = 130$km et $R_c = 0.6$
STAGNATION	$S_i \leq S_c$ et $R_i \leq R_c$	$S_c = 130$km et $R_c = 0.6$
RECIRCULATION	$R_i \geq R_c$ et $S_i \geq S_c$	$S_c = 130$km et $R_c = 0.6$
VENTILATION FAIBLE	$(S_c \leq S_i \leq S_{cv}$ et $R_i \leq R_c)$ ou $(R_{cv} \leq R_i \leq R_c$ et $S_i \geq S_{cv})$	$S_c = 130$km et $R_c = 0.6$ $S_{cv} = 250$km et $R_{cv} = 0.2$
VENTILATION	$S_i \geq S_{cv}$ et $R_i \leq R_{cv}$	$S_{cv} = 250$km et $R_{cv} = 0.2$

TAB. 8.7 – Classification de l'état de l'écoulement en 5 catégories pour la présente étude.

On calcule alors les indices S_i et R_i en tous points de la CLA. On utilise une durée $\tau = 24h$ caractéristique de la période du système de vents de vallées (cf par exemple [Venegas et Mazzeo, 1999]). Ainsi, nous conservons les valeurs des seuils S_c et S_{cv} définis par [Allwine et Whiteman, 1994] puisque les vallées considérées ici possèdent des caractéristiques similaires à celles qu'ils étudient. On moyenne les indices sur les 2 jours de simulation et sur les 50 premiers mètres au dessus du sol, de façon à obtenir les caractéristiques de la couche dans laquelle se déroulent les processus d'émissions polluantes. On obtient alors les cartes de la figure 8.21a et 8.21b (respectivement pour S_i et R_i). La figure 8.21c montre, quant à elle, l'état de l'écoulement local en chaque point de la vallée. Les zones de **stagnation critique** sont en rouge foncé, les zones de **stagnation** en rouge, les zones de **recirculation** en orange, les zones de **ventilation faible** en vert et les zones de **ventilation** en bleu.

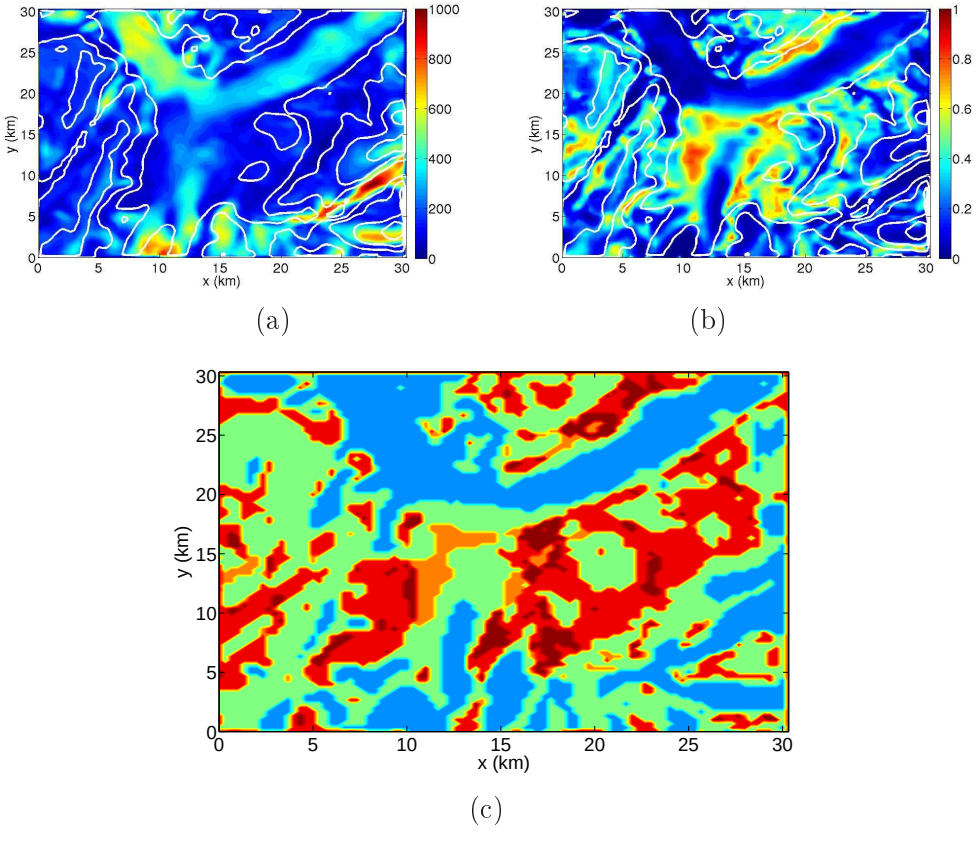


FIG. 8.21 – (a) Indice de stagnation S_i (en km) de l'air moyenné dans les 50 mètres au dessus du sol. (b) Indice de recirculation R_i de l'air moyenné dans les 50 mètres au dessus du sol. (c) Classification de l'état de l'écoulement : Rouge foncé : **Stagnation critique**, rouge : **Stagnation**, orange : **Recirculation**, vert : **Ventilation faible**, bleu : **Ventilation**.

On visualise l'impact des courants principaux sur la ventilation, et notamment celui du courant du Grésivaudan, essentiellement concentré dans les basses couches, qui permet une ventilation relativement forte de la vallée du Grésivaudan et de la cluse de Voreppe. Par ailleurs, on vérifie bien que la zone au Sud de l'agglomération Grenobloise est la plus critique, notamment la zone Sud-Est comprise entre le massif de Belledonne et la vallée de la Romanche avec des indices de recirculation allant jusqu'à 0.85 et des indices de stagnation de l'ordre de 40km (pour $\tau = 24h$), c'est à dire des vents moyens très faibles de l'ordre de 0.4m/s ayant une très forte tendance à la recirculation. Les zones de pentes ont également une tendance à la stagnation ou à la faible ventilation puisqu'elles subissent essentiellement l'effet des courants catabatiques, d'intensité plus faible que les vents de vallées.

5.2 Zones de ventilation de la CLA

Au dessus des 50 premiers mètres, les vents variant fortement avec l'altitude, la méthode d'analyse précédente s'applique mal (il faut utiliser des seuils critiques variables avec l'altitude pour représenter convenablement la ventilation). Dès lors, les lignes de courants s'avèrent un outil plus adapté.

Au delà de 50m AGL, en raison des fort courants qui s'y écoulent, les zones les mieux ventilées du site Grenoblois dans un épisode stable sont donc :

1. Toute l'épaisseur de la CLA dans la cluse de Voreppe (cf figure 8.22), à l'exception des zones situées sur les flancs de la Chartreuse, plus protégées du vent par ce massif.
2. Entre 500m et 1000m ASL dans toute la vallée du Drac.
3. Au dessus de 600 m ASL dans la vallée de la Romanche.
4. Les 300 premiers mètres de la CLA dans la vallée du Grésivaudan.

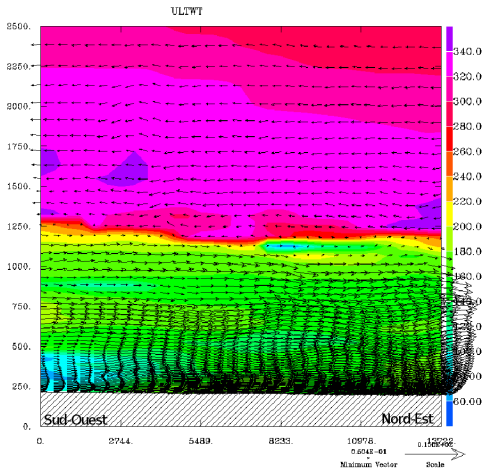


FIG. 8.22 – Isocontours de direction du vent superposé aux vecteurs vent tangentiel dans une coupe longitudinale dans la cluse de Voreppe

Toute particule se retrouvant dans ces zones est donc largement évacuée du site au cours d'une nuit. En effet, le vent étant en moyenne supérieure à 3m/s, la distance de parcours d'une particule est de près de 130 km en une nuit ce qui est environ 4 fois supérieur à la taille du domaine considéré. Ces particules sont par ailleurs évacuées vers la plaine iséroise, par le biais de la cluse de Voreppe.

5.3 Zones de recirculation et de stagnation de la CLA

En revanche, certaines zones sont soumises à des fortes recirculation, voire à des stagnations de l'air. C'est notamment le cas :

1. Des 200 premiers mètres au dessus du sol de toute la partie Sud du bassin Grenoblois, comme le montrent les figures 8.20c et 8.23a. Cette zone est particulièrement critique pour 4 raisons :

   (a) Elle est à la fois le lieu d'une recirculation horizontale et d'une recirculation verticale quasi-stationnaire qui piège très probablement les particules dans cette mince partie de la CLA.

   (b) Le vent y est globalement de Nord et est situé sous une couche de vent venue du Sud et très stable qui agit véritablement comme un couvercle.

   (c) Le flux moyen dans cette couche semble la continuité d'une partie du flux venu du Grésivaudan et du centre de l'agglomération, donc les particules polluantes émises dans toute la vallée du Grésivaudan peuvent aisément y être transportée.

   (d) Elle correspond également à une zone de fortes émissions de polluants (rocades, industries, ...).

   Néanmoins, dans cette zone, le fort cisaillement de vent à l'interface entre cette couche et le courant du Trièves peut induire des instabilités dynamiques, qui peuvent être un mécanisme moteur d'un échappement des particules vers les couches supérieures, dans lesquelles les polluants seraient rapidement évacués vers la plaine iséroise. Le calcul du profil vertical d'un nombre de Richardson dans cette zone permettrait peut être de préciser cette conjecture.

2. Du talweg de Vaulnaveys (au Sud-Est de l'agglomération), qui est une zone de stagnation critique, entre 500 et 800 m ASL, comme le montrent les lignes de courants de la figure 8.23.

3. De la couche entre 750 et 1000 m ASL dans la partie Sud-Ouest de la vallée du Grésivaudan (cf figure 8.23). La recirculation dans cette zone étant associée à une spirale tridimensionnelle descendante qui joue un rôle particulièrement actif dans la destruction de l'inversion thermique dans cette partie de la vallée (cf chapitre 9).

Dans ces zones, l'air a tendance à recirculer en boucle sur quelques centaines de mètres à quelques kilomètres, voire à stagner, avec des indices de stagnation fort (de l'ordre de $S_i \lesssim 50$ km).

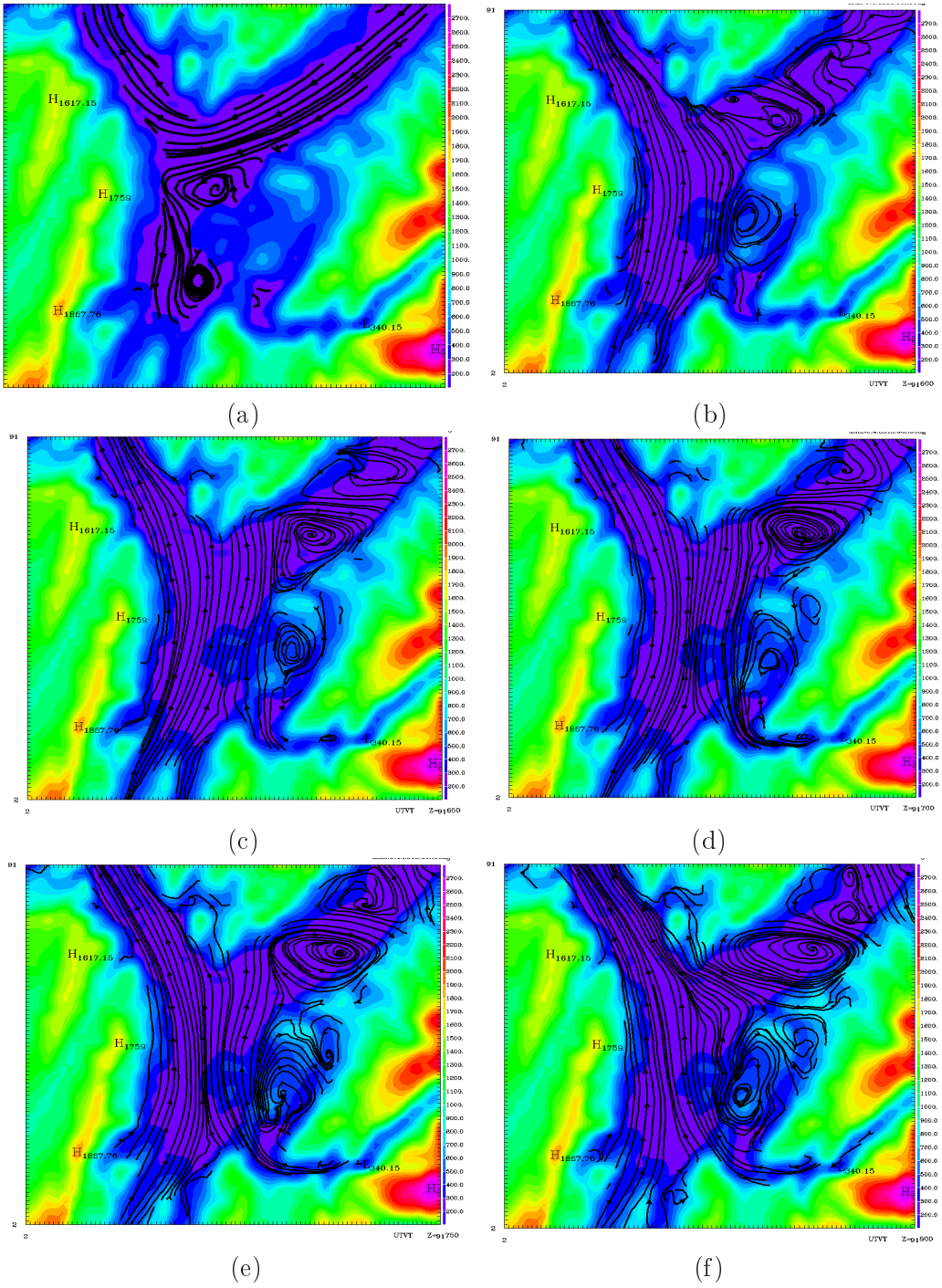


FIG. 8.23 – Lignes de courants à a) 350 m ASL b) 600 m ASL c) 650 m ASL d) 700 m ASL e) 750 m ASL f) 800 m ASL.

Conclusion

Pendant cet épisode de pollution, la CLA est donc très stable sur toute sa hauteur et présente une inversion thermique de basse couche (jusqu'à environ 1500m ASL).

Au sein de cette couche d'inversion et dans chacune des vallées du complexe Grenoblois, l'atmosphère est organisée en couches. Chacune de ces couches correspond à un courant généré thermiquement sur le site. Les courants sont alimentés en partie par le refroidissement des pentes qui engendre des vents catabatiques et en partie par les différences de pression engendrées sur le site ou entre les vallées et la plaine voisine. La température moyenne de ces courants, que l'on peut assimiler à des courants de densité, expliquent leurs trajectoires. Ces courants s'écoulent de façon quasi-horizontale sur des niveaux d'altitude différents et se mélangent peu, expliquant ainsi la structuration verticale en couches. Dans la cluse de Voreppe, en revanche, 3 des 4 courants principaux interviennent sur la même gamme d'altitude et s'y mélangent pour donner lieu à un vent orienté de l'agglomération Grenobloise vers la plaine, sur toute la hauteur de la CLA. En conséquence, on observe des profils verticaux de vitesses variant fortement avec l'altitude et présentant plusieurs extremums. Le modèle classique supposerait qu'en période nocturne, la couche d'inversion comporte un jet unique dirigé dans l'axe de la vallée, dans le sens descendant (cf chapitre 2). Ce modèle est donc fortement mis en défaut ici puisqu'on observe plusieurs jets d'intensités et d'origines différentes, notamment dans les vallées du Drac et du Grésivaudan.

Par ailleurs, la particularité géomorphologique du site (3 vallées principales de grande envergure sont imbriquées) donne lieu à une particularité du système de vents de vallée : les courants thermiques issus ou générés dans une vallée peuvent poursuivre leurs courses dans une autre, ce qui n'est habituellement pas observé. Par conséquent, au sein d'une vallée, la structure transversale de la CLA peut être très hétérogène (vallée du Drac). La complexité orographique du site est donc totalement responsable de l'organisation spatiale des vents.

Ces courants résultent en des interfaces souvent (mais non exclusivement) horizontales. Le cisaillement vertical de vents est fort au travers de ces interfaces : elles peuvent donc être des lieux d'intensification des échanges turbulents, dans lesquels des instabilités peuvent apparaître, favorisant l'échappement des particules d'une couche vers une autre. On remarque par ailleurs (au sud de l'agglomération) l'existence d'une couche près du sol dans laquelle la vitesse est très faible et recirculante, couverte par une couche de vent fort se dirigant vers la plaine. On en déduit d'une part que le vent de vallée peut ne pas s'étendre jusqu'au sol ; et d'autre part qu'il est important de connaître le taux de transfert de particules entre ces deux couches car leur influence sur la dynamique des polluants est très différent. Une étude de trajectoires de traceurs passifs dans l'écoulement pourrait aider à cette analyse.

Enfin, cette circulation engendre des zones de recirculation et de stagnation, critiques du point de vue de la pollution, et des zones ventilées, probablement moins sensible aux émissions. On remarque que certaines zones sont très bien ventilées (vallée du Grésivaudan et cluse de Voreppe), malgré la très forte stabilité statique de l'épisode. Il est donc clair que la stabilité ne permet pas à elle seule d'expliquer le comportement des polluants (et notamment leur dissémination). Les zones critiques de la région Grenobloise ont également pu être mis en évidence (située essentiellement au Sud et au Sud-Est de l'agglomération sur un secteur d'une

trentaine de km^2). Elles s'avèrent engendrées par des structures tourbillonnaires quasi-stationnaires dans lesquelles le vent est faible. Une analyse plus approfondie des mécanismes de mélange dans ces zones pourrait s'avérer utile, ainsi que le suivi des concentrations en espèces polluantes (déjà effectué aux stations de Pont de Claix, Champagnier et Champ sur drac, même si Vizille et Vaulnaveys pourraient mériter un suivi des concentrations locales).

Chapitre 9

Formation, destruction et persistance des inversions thermiques

Sommaire

Introduction 194

1 Evolution temporelle du forçage thermique de la CLA . . . 196

1.1 Evolution temporelle des flux de surface 197

1.2 Evolution temporelle des températures du sol et de l'air à 2m 198

2 Intensification nocturne de l'inversion 199

2.1 Etat de l'inversion en fin de nuit 199

2.2 Evolution temporelle des profils de température 200

2.3 Mécanismes d'intensification 201

2.4 Discussion 202

3 Réduction diurne de l'inversion 204

3.1 Comparaison des deux journées du 28 et du 29 204

3.2 Evolution temporelle des profils de température 204

3.3 Un mécanisme de destruction complexe 205

3.4 Mécanismes de réduction/destruction 206

4 Evolution de l'inversion au cours d'une journée 208

4.1 Evolution de l'épaisseur d'inversion au cours d'une journée . 208

4.2 Evolution de l'intensité de l'inversion au cours d'une journée 209

4.3 Evolution de la structure de l'inversion au cours d'une journée 209

4.4 Comparaison avec d'autres vallées 211

4.5 Synthèse : évolution sur 24h 211

5 Evolution de l'inversion au cours d'un épisode 213

5.1 Evolution de l'inversion au cours d'un épisode 213

5.2 Schématisation d'un épisode 217

6 Persistance et destruction de l'inversion : Modèle énergétique 217

6.1 Considérations énergétiques 217

6.2 Critère de persistance 220
6.3 Application pratique du critère de persistance sur la vallée de Grenoble 221
6.4 Destruction partielle d'inversion 222
6.5 Bilan énergétique de la couche d'inversion 224
Conclusion 227

Introduction

Lors de périodes synoptiques calmes (anticyclone), de fortes inversions thermiques peuvent se former dans les zones de montagnes (cf chapitre 6). L'évolution de ces inversions a fait l'objet de nombreuses études. On distingue généralement le comportement des bassins, fréquemment soumis à des phénomènes de stagnations d'air très froid, appelées *cold pool* ([Whiteman *et al.*, 2001]) et celui des vallées, soumis à des systèmes de vents thermiques lors de ces inversions (cf [Whiteman *et al.*, 1999a] ou chapitre 8). Ces inversions subissent un cycle diurne très marqué. Elles se forment et s'intensifient la nuit ([Surridge, 1986]) pendant une phase de *formation* (build-up), et sont détruites la journée pendant une phase *destruction* (break-up).

Destruction diurne

A partir d'une campagne de mesures menées dans de nombreuses vallées du Colorado, [Whiteman, 1982] et [Whiteman et McKee, 1982] décrivent la **destruction** des inversions et classifient le comportement des vallées selon 3 types de destruction (cf le chapitre 2 pour la description de ce modèle classique). Les mécanismes de destruction font intervenir les vents anabatiques et le réchauffement du haut de la couche d'inversion par subsidence ([Müller et Whiteman, 1988]). Une analyse des bilans de flux en surface ([Whiteman *et al.*, 1989a] et [Whiteman *et al.*, 1989b]) montre que cette destruction est imputable au flux de chaleur sensible, lui même engendré par le flux solaire. Le flux de chaleur sensible étant supérieur au flux à apporter pour détruire l'inversion, l'excédent énergétique est utilisé pour faire croître la couche convective de journée.

La destruction de l'inversion dans les bassins s'avère très similaire, ce qui suggère que les vents de vallées n'ont pas d'influence sur ce mécanisme puisque ceux-ci n'existent pas dans les bassins ([Whiteman *et al.*, 2004]).

Dans son article, [Whiteman, 1982] fait le constat que les inversions thermiques mettent entre 3h30 et 5h pour être détruites dans les vallées. Néanmoins, l'essentiel des observations aboutissant à ce constat ont été conduites en été, au printemps ou en automne. Plus précisément, sur 21 cas d'études, seules 2 inversions d'hiver sont traitées et dans un de ces deux cas, l'inversion thermique ne parvient pas à être détruite au cours de la journée. L'auteur considère alors ce cas comme pathologique et explique la différence de comportement par la présence d'une couverture neigeuse.

En fait, les simulations numériques effectuées par [Anquetin *et al.*, 1998] montrent que la saison impacte notablement cette destruction : le flux solaire étant moindre en hiver, la couche convective est présente moins longtemps et s'étend sur une couche plus fine. Par ailleurs, en hiver, le flux solaire s'avère insuffisant pour détruire totalement l'inversion et une couche d'inversion de sommet reste présente tout au long de la journée.

Parallèlement, [Whiteman *et al.*, 1999c] analysent les observations faites sur tout un hiver dans le *Colorado Plateau Basin*. Ils remarquent que certaines inversions sont persistantes, pouvant ne pas être détruites au cours d'un cycle journalier et même perdurer jusqu'à 5 à 7 jours. L'analyse montre que ces types d'inversions sont très dépendantes du régime synoptique. En effet, elles sont fortement pilotées par la température au sommet de l'inversion dans le sens où l'évolution journalière des basses couches ne peut pas contrebalancer l'effet du réchauffement des couches plus élevées si celui-ci est trop fort. Ce type de situation tend à disparaître à mesure que le printemps arrive et n'apparaît plus du tout au mois de mars, pendant lequel les inversions sont systématiquement détruites dans l'après-midi avec l'épaississement de la couche limite convective. La persistance semble alors propre à la période hivernale.

De même, [Zhong *et al.*, 2001] étudient des inversions persistantes (du fait d'un flux solaire insuffisant) dans un bassin de quelques dizaines de kilomètres de largeur. Ils montrent que l'advection de masse froide à l'échelle synoptique est fondamentale et doit se combiner à l'épaississement de la couche convective pour que l'inversion soit détruite. Ils montrent ainsi que les mécanismes responsables de la destruction d'une inversion persistante s'éloignent fortement de ceux mis en avant par la description classique et qu'ils impliquent une imbrication d'échelles.

Formation nocturne

La **formation**, quant à elle, semble s'effectuer (selon le modèle de [Whiteman, 1986]) sous l'action combinée du refroidissement radiatif du sol et de l'apport d'air froid par drainage des vents catabatiques, qui semblent jouer un rôle fondamental dans l'épaississement de l'inversion en vallée. En bassin, ces vents catabatiques induisent alors un rapide refroidissement de la CLA au début de la nuit puis meurent progressivement à mesure que la stabilité ambiante augmente ([Clements *et al.*, 2003]). Ainsi, les effets turbulents sont dominants pendant les premières heures, puis les effets radiatifs deviennent prépondérants, ce qui résulte en un refroidissement décroissant exponentiellement avec le temps ([De Wekker et Whiteman, 2006]) sur une échelle de temps de quelques heures.

Des raisonnements énergétiques issus d'une campagne de mesure poussent [Whiteman *et al.*, 1996] à constater que les effets d'advection horizontale sont importants, ce qui semble dissocier fortement la formation dans les vallées de celle dans les bassins. Leur bilan de flux en fond de bassin s'avère non équilibré et ils en concluent que la turbulence des vents catabatiques joue un rôle essentiel dans ce bilan thermique. Les simulations de [Fast *et al.*, 1996] supporte ce point de vue.

[Zängl, 2005] met quant à lui en avant l'importance d'un mécanisme d'assèchement des basses couches.

Le modèle analytique de [Kondo *et al.*, 1989] explique par ailleurs les modèles classiques de formation et destruction (break-up par subsidence et flux sensible ; build-up par refroidissement radiatif et drainage, insistant sur l'effet des vents de pente) mais ne décrit pas tous les phénomènes qui s'en écartent (persistance, importance de l'advection, ou refroidissement simultané de toute la couche, comme observé par [Whiteman *et al.*, 1999c]).

La campagne de mesure METCRAX ([Whiteman et Zhong, 2008]) récemment initiée avec pour objet de quantifier les termes principaux des bilans thermiques dans les bassins (et les vallées) et le rôle des vents de pente dans le build-up et le break-up des inversions, montre que ces questions sont toujours en suspens.

Articulation du chapitre

Dans le présent chapitre, on examine l'évolution de l'inversion thermique dans les vallées Grenobloises sur ses **deux échelles de temps caractéristiques** : au cours d'un cycle journalier, puis pendant tout l'épisode (plusieurs jours) pendant lequel l'inversion est **persistante**.

Après avoir examiné l'évolution temporelle du forçage thermique (section 1), nous nous intéresserons à l'évolution de l'inversion thermique sur un cycle de 24 heures grâce à l'analyse des simulations numériques de l'épisode $E6$ (cf chapitre 8). Nous examinerons les processus conduisant à son intensification dans la période nocturne (section 2), puis à sa réduction dans la période diurne (section 3). Nous verrons ensuite comment évolue son intensité, son épaisseur et sa structure sur un cycle journalier et nous comparerons l'intensité de l'inversion des vallées Grenobloises à celles d'autres vallées (notamment de l'Ouest américain) dans la section 4. Nous nous intéresserons également à l'évolution de l'inversion au long d'un épisode à l'aide de mesures (pour les épisodes $E1$, $E5$, $E6$, $E7$, $E8$) dans la section 5. Enfin, la section 6 présentera un modèle énergétique conduisant à un critère simple permettant d'évaluer si une inversion thermique va ou non persister au cours d'une journée.

Dans la suite, nous nous focaliserons sur 5 points du fond de vallée représentatifs des 4 vallées principales et du centre de Grenoble (cf figure 9.1). Nous présenterons essentiellement des profils verticaux au dessus du point de la vallée du Grésivaudan, qui s'avère représentatif de toute la vallée du Grésivaudan et du centre Grenoblois par plusieurs aspects (forçage au sol similaire, même régime de vents, même évolution thermique du sol et de la CLA).

1 Evolution temporelle du forçage thermique de la CLA

Dans cette section, nous nous intéressons à l'évolution temporelle des flux de surface, de la température du sol et de l'air à 2m du sol. Ces évolutions temporelles

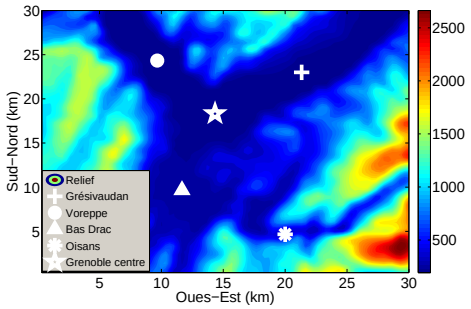


FIG. 9.1 – Localisation des 5 points représentatifs. + : Grésivaudan, o : Voreppe, triangle : Drac, * : Romanche, étoile : Grenoble centre.

nous seront nécessaires pour comprendre l'évolution du forçage thermique de la couche limite atmosphérique et nous permettront de distinguer au sein du cycle journalier, une *période de refroidissement* et une *période de réchauffement*.

1.1 Evolution temporelle des flux de surface

Pour la période allant du 27 au 29 décembre 2006, les caractéristiques astronomiques théoriques[1] sont données par le tableau 9.1. Du fait de la présence de relief, le lever de Soleil **effectif** (ie lorsque le sol n'est localement plus soumis aux effets d'ombrages par les massifs avoisinants et reçoit un flux solaire) est retardé sur une bonne partie du site (surtout sur les versants orientés à l'Ouest). De même, le coucher de Soleil effectif est avancé (surtout sur les versants orientés à l'Est), comme le montre la figure 9.2.

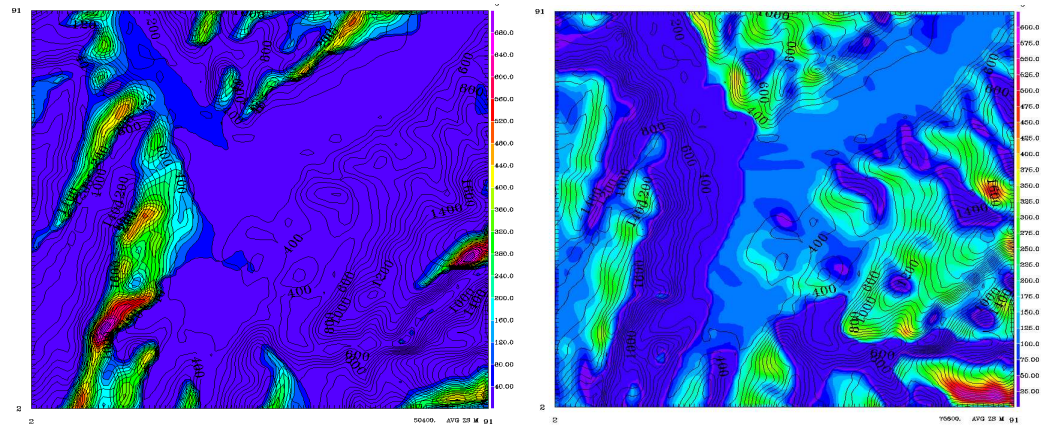
Jour	Heure de lever de Soleil t_{SR}	Heure de coucher de Soleil t_{SS}	Durée du jour τ
27/12	7h17 UTC	16h02 UTC	8h45
28/12	7h18 UTC	16h03 UTC	8h45
29/12	7h18 UTC	16h04 UTC	8h46

TAB. 9.1 – Caractéristiques astronomiques théoriques du 27 au 29 décembre 2006 à Grenoble (source http ://aom.giss.nasa.gov). Par "théorique", il faut ici entendre "obtenu pour un site de plaine ayant les mêmes latitudes/longitudes que Grenoble.

La figure 9.3 montre l'évolution temporelle des différents flux de surface simulés dans la vallée du Grésivaudan (cf figure 9.1) entre le 27 et le 29 décembre (cf partie I pour la définition des différents flux). On constate que :

- A cause de l'ombrage induit par le massif de Belledonne, le lever de Soleil effectif en Grésivaudan est retardé d'environ $1h$. En revanche, le coucher de Soleil n'est pas avancé (cf allure de R_N et figure 9.2).

[1] Par "théorique", il faut ici entendre "obtenu pour un site de plaine ayant les mêmes latitudes/longitudes que Grenoble.



$t_{SR} + 1h$ $t_{SS} - 1h$

FIG. 9.2 – Flux radiatif solaire F_s (en W/m^2) reçu au sol à $t_{SR} + 1h$ et à $t_{SS} - 1h$, superposé à la topographie du site.

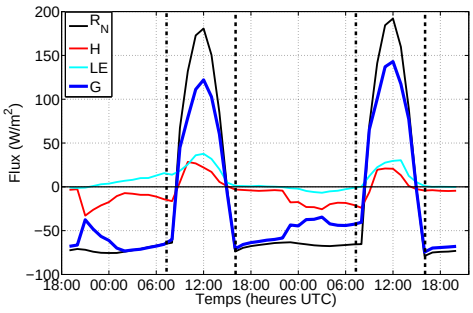


FIG. 9.3 – Evolution temporelle des différents flux de surface (cf chapitre 1) R_N, H, LE, $G = R_N - H - LE$ du 27 à 18h au 29 décembre 2006 à 20h, en Grésivaudan. Sont superposées les heures de lever et coucher de Soleil théorique pour la latitude/longitude de Grenoble.

- Les flux de chaleur sensible H et de chaleur latente LE sont faibles par rapport au flux radiatif R_N, tant dans la période diurne que nocturne.
- Le flux de chaleur H évolue au cours de la nuit et devient progressivement non négligeable.
- Le bilan des flux est donc largement dominé par les effets radiatifs en journée et dans la première partie de la nuit. Dans la seconde partie de la nuit, en revanche, les effets turbulents (soumis à H) deviennent presque aussi importants que les effets radiatifs.

1.2 Evolution temporelle des températures du sol et de l'air à 2m

En conséquence, la température de surface du sol T_s et de la température de l'air à 2m du sol T_{2m} suivent l'évolution temporelle de la figure 9.4. On constate que le

réchauffement du sol ainsi que celui de l'air débute dès le lever de Soleil effectif. En revanche, le sol et l'air commencent à se refroidir bien avant le coucher de Soleil, le refroidissement du sol débutant 1h après le maximum de R_N et le refroidissement de l'air débutant $2h$ après ce maximum. Ces durées fournissent une estimation de l'inertie du système.

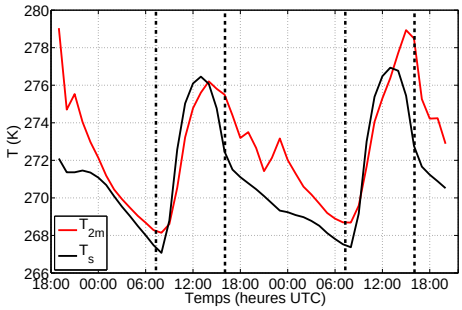


FIG. 9.4 – Evolution temporelle de la température de surface T_s et de la température à 2m T_{2m} du 27 à 18h au 29 décembre 2006 à 20h en Grésivaudan.

Précisons que tous les points de fond de vallée en Grésivaudan ont un comportement similaire (c'est même approximativement le cas de tous les points de fond de vallée sur tout le site, cf figure 8.1 du chapitre 8).

Les simulations nous montrent donc que la CLA subit deux phases au cours du cycle journalier :

- Une *période de refroidissement*, longue, qui couvre toute la nuit plus une partie de la journée. Elle débute avec le refroidissement de l'air en basses couches, soit environ 2h après le maximum d'irradiation solaire et cesse une heure après le lever du Soleil. Elle s'étend de 14h (le 28 décembre) à 08h du lendemain.

- Une *période de réchauffement*, courte, qui ne couvre qu'une partie de la journée. Elle démarre une heure après le lever du Soleil et cesse avant le coucher du Soleil. Elle s'étend entre 08h et 14h la journée du 28 et de 08h à 15h la journée du 29. Cette période de réchauffement est plus longue le 29 à cause d'un changement de régime synoptique qui induit un mécanisme de réchauffement supplémentaire (cf section 3.3).

Dans la suite, nous verrons que ces cycles du forçage ont une incidence très forte sur la structure de la couche limite et en particulier sur la structure de l'inversion.

2 Intensification nocturne de l'inversion

2.1 Etat de l'inversion en fin de nuit

La figure 9.5 compare les profils verticaux de température potentielle aux 5 points de la figure 9.1 en fin de nuit (07h UTC) le 28 décembre. On constate clairement que

les profils sont globalement très similaires, ce qui caractérise une quasi-homogénéité horizontale (et corrobore l'analyse des mesures de températures du chapitre 6).

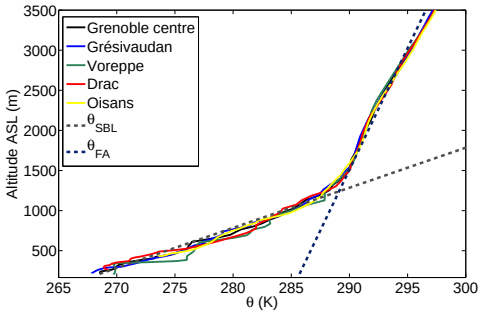


FIG. 9.5 – Profils verticaux de θ en 5 points de la vallée à 07h UTC le 28 décembre.

On distingue une nette rupture de pente aux environs de $z_i \approx 1300$m, correspondant approximativement au sommet de l'inversion. Sous cette altitude z_i, le profil est linéaire en première approximation, suivant :

$$\theta_{CLA}(z) = \gamma_{CLA}(z - z_0) + \theta_0 \tag{9.1}$$

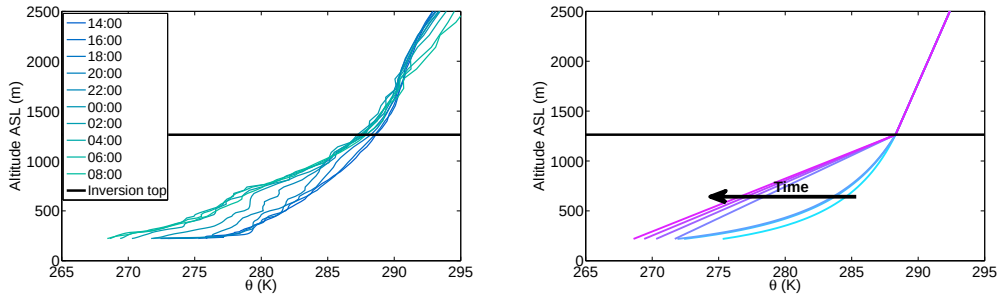
où z_0 est l'atitude ASL du sol, θ_0 la température potentielle à cette altitude et $\gamma_{CLA} \approx 19K/km$. Comme $\gamma_{CLA} > |\gamma_{adiab}|$, on a une *inversion thermique* depuis le sol et jusqu'à z_i. Au dessus de cette altitude z_i, le profil est également linéaire en première approximation, suivant :

$$\theta_{TL}(z) = \gamma_{TL}(z - z_i) + \theta_i \tag{9.2}$$

où θ_i est la température potentielle au sommet de l'inversion et $\gamma_{TL} \approx 3.3K/km$. Cette zone est également stable, mais sa stabilité est plus faible ($0 < \gamma_{TL} < |\gamma_{adiab}|$). On est hors de la couche limite thermique et hors de la zone que nous qualifierons d'inversion. Si du point de vue dynamique, on a considéré (dans le chapitre 8) cette zone comme étant une *couche tampon* entre la CLA et la TL, car le flux synoptique y était fortement conditionné par le relief, du point de vue thermique en revanche, on se situe dans la TL.

2.2 Evolution temporelle des profils de température

Pendant la *période de refroidissement*, les profils de température potentielle suivent l'évolution de la figure 9.6a.
Au cours de cette période, l'altitude du sommet de l'inversion évolue très peu (cf section 4). Elle augmente très légèrement (imperceptible sur les profils). En revanche, l'intensité de l'inversion correspondant à la différence de température potentielle entre son sommet et sa base, soit $\Delta\theta = \theta_i - \theta_0$, augmente fortement. Cette augmentation est uniquement due au fort refroidissement des couches les plus basses ; la température du sommet de l'inversion ne variant quasiment pas.



(a) (b)

FIG. 9.6 – a) Profil vertical de θ à différents instants au cours de la période de refroidissement du 28 au 29 décembre 2006, en Grésivaudan. b) Evolution schématique de l'inversion au cours de la période de refroidissement. Noir : Sommet de l'inversion.

L'évolution pendant la *période de refroidissement* se fait en deux phases, selon le diagramme schématique de la figure 9.6b :

1. Une phase *hyperbolique* en début de période (14h-23h). Les profils verticaux ont alors une allure quasi-hyperbolique. Ils font apparaître une sous-couche très stable près du sol ($\approx$ 100m). La stabilité diminue beaucoup avec l'altitude. Cette phase correspond à un refroidissement rapide et à une stabilisation forte des très basses couches.
2. Une phase *linéaire* en fin de période (23h-08h). Les profils verticaux ont alors une allure quasi-linéaire. Cette phase correspond à un refroidissement plus lent et à une uniformisation de la stabilité dans toute la CLA.

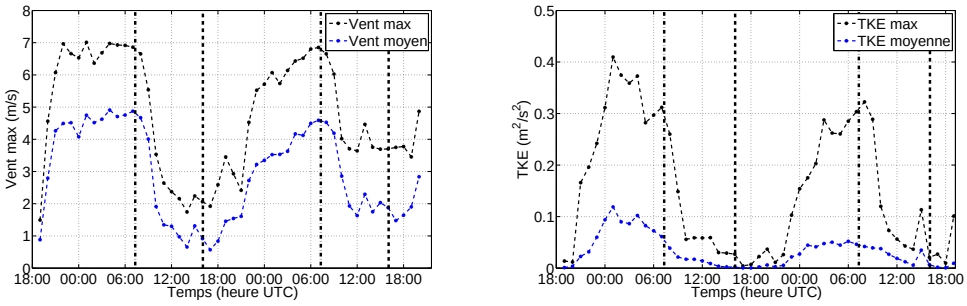
2.3 Mécanismes d'intensification

Le vent de vallée dans les basses couches est très faible pendant la première phase de refroidissement (environ 1m/s) alors qu'il augmente entre 20h et 23h pour atteindre un régime semi-permanent d'environ 6 à 7 m/s pendant la seconde phase (vent de vallée descendant - courant du Grésivaudan) comme le montre la figure 9.7a. En conséquence, le flux de chaleur sensible est négligeable pendant la première phase et important en seconde phase (cf figure 9.3)

De ce fait, le sol se refroidit plus rapidement pendant la première phase (et uniquement par rayonnement) et se refroidit plus lentement pendant la seconde phase (combinaison du rayonnement qui le refroidit fortement et du flux sensible qui le réchauffe légèrement), comme le montre la figure 9.4.

Par ailleurs, l'augmentation de l'intensité du vent augmente aussi la turbulence et les transferts verticaux, comme le montre la figure 9.7b. Le taux de turbulence est donc faible pendant la première phase et plus fort pendant la seconde.

La combinaison de ces caractéristiques explique l'allure des profils de température :



(a) (b)

FIG. 9.7 – a) Evolution temporelle du vent (m/s) dans la vallée du Grésivaudan (entre le sol et 500 m ASL), pendant la période de refroidissement du 28 au 29 décembre 2006. b) Evolution temporelle de la TKE sous-maille (m^2/s^2) dans la vallée du Grésivaudan (entre le sol et 500 m ASL). Bleu : moyenne dans la couche. Noir : maximum dans la couche.

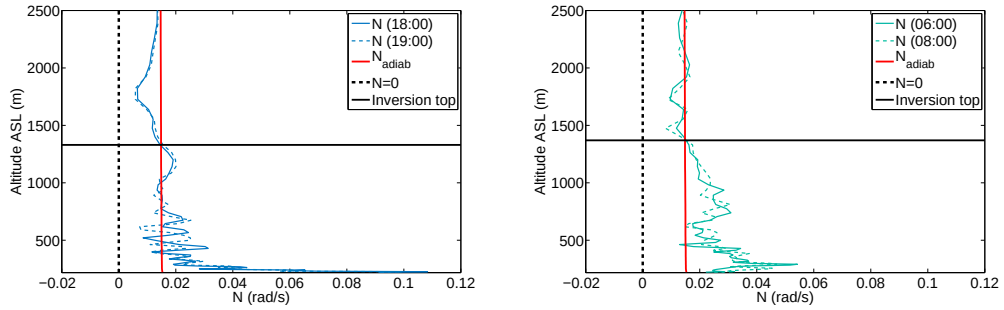
- Pendant la première phase, le sol se refroidit très vite par rayonnement et les transferts verticaux sont faibles. La thermique est essentiellement pilotée par des effets radiatifs. Les basses couches sont donc très stables et les couches plus élevées sont peu influencées par le refroidissement rapide des basses couches, ce qui explique qu'on ait un profil quasi-hyperbolique.
- Pendant la seconde phase, le sol se refroidit plus lentement et les effets sensibles et turbulents deviennent aussi importants que le rayonnement. Les transferts verticaux sont intensifiés par la turbulence. La stratification s'homogénéise dans la CLA, ce qui explique la linéarisation des profils.

2.4 Discussion

Dans son article, [Whiteman, 1982] constate également un profil de température potentielle hyberbolique en l'absence de vent de vallée ou si celui-ci est faible et un profil linéaire dans le cas d'un vent de vallée modéré ou fort. D'après les considérations précédentes, ceci semble être imputable à l'augmentation de la turbulence et des échanges verticaux associés au vent de vallée quand celui-ci augmente en intensité.

Notons qu'en réalité, les profils ne sont réellement "hyperbolique" ou "linéaire" qu'en première approximation, comme le montrent les profils verticaux de N (figure 9.8) caractérisant le gradient vertical de θ. Ce gradient n'est notamment pas constant dans toute la CLA dans la phase linéaire.

Par ailleurs, la structure de la couche d'inversion examinée ici ne fait pas ressortir certaines caractéristiques classiques des inversions dans les vallées peu ouvertes ou dans les bassins : elle n'est notamment pas constituée d'une *Cold Pool Stable Layer* faiblement stable couverte par une *Capping Inversion Layer* très stable ([Clements *et al.*, 2003]). Il n'est donc pas surprenant de voir que l'évolution de



(a) (b)

FIG. 9.8 – a) Profil vertical de N à 18h et 19h (phase hyberbolique). b) Profil vertical de N à 06h et 08h (phase linéaire). Rouge : Profil vertical de N_{adiab}. Noir pointillés : $N = 0$. Noir plein : Sommet de l'inversion.

l'intensification de l'inversion ne se fait pas du tout de la même façon que dans ces bassins (dans lesquels la CPSL grandit à mesure que le temps avance, sans gagner en stabilité alors que la CIL s'amenuise en voyant sa stabilité s'accroître - [Clements *et al.*, 2003]).

Le comportement thermique est en effet complètement opposé : comme les bassins ne permettent pas l'apparition de vents de vallée, les vents y sont essentiellement catabatiques et intenses uniquement en première partie de nuit, avant que le "cold pool" ne se forme. Au contraire, l'atmosphère du bassin est plus calme et moins turbulente en fin de nuit. Ainsi a-t-on prédominance des effets turbulents pendant les premières heures et des effets radiatifs et moléculaires en fin de nuit, ce qui correspond à une évolution exactement inverse de celle qu'on observe ici.

Au contraire, l'évolution pendant cette période de refroidissement, au coeur d'une période de persistance de plusieurs jours, suit plutôt l'allure de la stabilisation du Grand Canyon lors d'épisodes de type "near-isothermal early morning"[2] (cf [Whiteman *et al.*, 1999c]) à savoir que la couche d'inversion ne varie pas en hauteur au cours de la phase d'intensification, mais que la stabilité moyenne de cette couche augmente progressivement, uniquement du fait du refroidissement du sol.

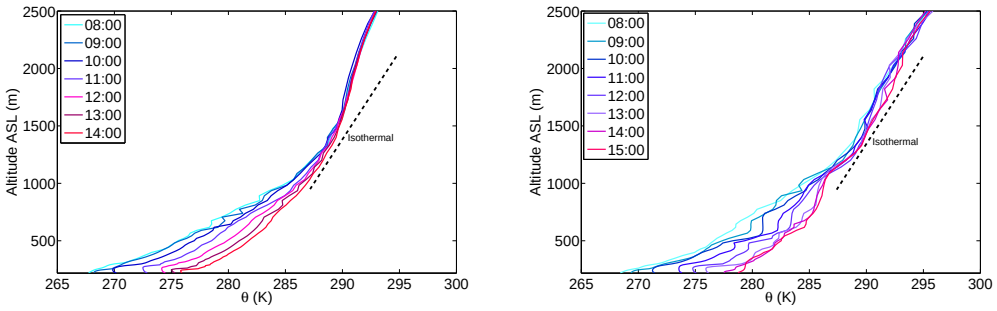
Ce constat et ces analogies sont d'autant plus cohérents que la vallée de Grenoble est une vallée large, avec une topographie complexe et des vents de vallées relativement intenses même dans les périodes très stables. Elle a donc plus de similitudes avec le Grand Canyon qu'avec de petits bassins dans lesquelles aucune ventilation n'est possible.

Ces 3 constats mettent en avant le rôle essentiel des vents de vallée dans les mécanismes d'évolution de l'inversion dans une vallée large, ce qui explique que [Whiteman *et al.*, 1996] aient constaté un rôle important de l'advection horizontale dans le processus de *formation*.

[2] Même si dans notre cas, les profils verticaux le matin ne sont pas "quasi-isotherme", mais plutôt fortement stables.

3 Réduction diurne de l'inversion

On s'intéresse désormais à l'évolution diurne des profils de température potentielle pendant la *période de réchauffement*. Cette période de réchauffement s'étend donc de 8h à 14h le 28 et de 08h à 15h le 29. La simulation durant 48h, nous avons à disposition 2 séries d'évolution diurne de l'inversion. Cette évolution est donnée pour les deux journées du 28 et du 29, sur la figure 9.6.



(a) (b)

FIG. 9.9 – Profil vertical de θ à différents instants au cours de la période de réchauffement (a) du 28 décembre. (b) du 29 décembre 2006. La pente de l'isotherme est également tracée pour comparaison.

3.1 Comparaison des deux journées du 28 et du 29

Le tableau 9.2 résume et compare les caractéristiques principales de cette période de réchauffement pour les deux journées du 28 et du 29.
Globalement, le comportement thermique des deux journées est assez similaire. L'inversion persiste toute la journée et *n'est pas détruite* dans les deux cas. L'épaisseur d'inversion varie très peu dans le temps (et est à peu près la même dans ces deux journées) et la température au sommet de l'inversion reste approximativement la même.
Néanmoins, on constate certaines différences notables : La stabilité de la CLA est plus forte le 28. Le régime synoptique est différent (de Nord-Ouest le 28 et de Sud le 29). Un mécanisme de réchauffement supplémentaire est présent le 29, ce qui explique une période de réchauffement allongée d'une heure, un taux de réchauffement plus intense ($1.5^oC/h$ contre $1.33^oC/h$ en moyenne) et un réchauffement plus irrégulier le 29.

3.2 Evolution temporelle des profils de température

Les profils restent approximativement linéaires au dessus de la très fine couche convective ($\approx$ 50m) qui prend naissance avec le réchauffement du sol. Les profils ne sont néanmoins linéaires qu'en première approximation puisque la stabilité décroît avec l'altitude.

Jour	28/12	29/12
Début de la période de réchauffement	8h	8h
Fin de la période de réchauffement	14h	15h
Température à 2m en début de période	267.9K	268.6 K
Température à 2m en fin de période	275.9 K	278.9 K
Taux de réchauffement moyen	1.33 K/h	1.5 K/h
Réchauffement à 2m	8K	10.3 K
Hauteur de l'inversion en début de période	1180m	1109m
Hauteur de l'inversion en fin de période	921m	1043m
Intensité de l'inversion en début de période	21.3 K	20.1 K
Intensité de l'inversion en fin de période	12 K	10.3 K
$\partial_z\theta$ dans la couche d'inversion en début de période	18.1 K/km	18.1 K/km
$\partial_z\theta$ dans la couche d'inversion en fin de période	13 K/km	9.8 K/km
$\partial_z\theta$ moyen de la TL	3.7 K/km	4.7 K/km

TAB. 9.2 – Caractéristiques comparées de la période de réchauffement du 28 et du 29.

L'altitude de l'inversion varie très peu. Elle décroît néanmoins légèrement. L'intensité de l'inversion varie en revanche fortement (cf section 4 pour plus de détails).

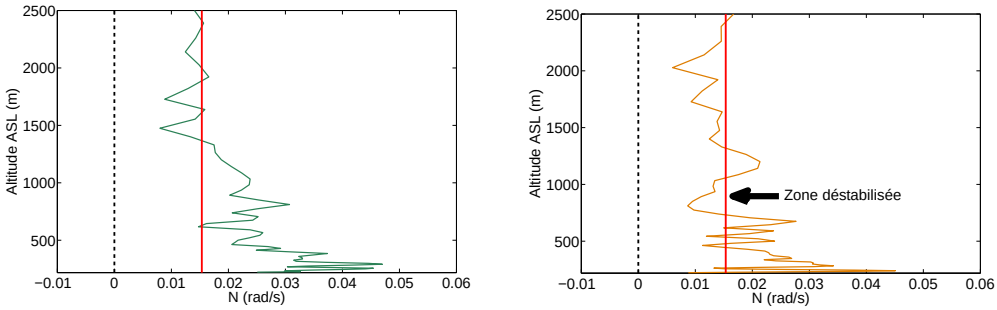
La stabilité moyenne de la CLA diminue pendant toute la période de réchauffement. Néanmoins, toute la couche reste stable pendant toute la journée, à l'exception de la couche convective près du sol.

3.3 Un mécanisme de destruction complexe

La journée du 29 comporte un mécanisme de destruction complexe qui n'est pas présent le 28.

De manière localisée, au dessus du centre urbain et de la zone Sud-Ouest de la vallée du Grésivaudan, l'inversion thermique est fortement réduite, mais non détruite, entre 600 et 1000m ASL, comme le montre la figure 9.10. Cette réduction est imputable à un effet tridimensionnel résultant de la géométrie de la vallée et du contexte synoptique (de Sud) :

1. Le courant du Trièves est intensifié par une canalisation synoptique Sud-Nord et il en résulte un fort courant de Sud sur toute la couche jusqu'à 3000m dans la vallée du Drac (cf figure 9.11a). Arrivé contre le massif de la Chartreuse, une grande partie de ce flux est dévié vers le Nord-Est, dans la vallée du Grésivaudan. Entre 600 et 1000m, le Sud du Grésivaudan est soumis à une recirculation horizontale (cf figure 9.11a) comme décrit dans le chapitre 8.
2. Vers 1100m, au niveau des crêtes de la Chartreuse, le flux de Sud entre en contact avec un courant catabatique venu du massif de la Chartreuse qui s'écoule par dessus les crêtes (cf figure 9.11b).



Début de période de réchauffement (08h)

Fin de période de réchauffement (14h)

FIG. 9.10 – Profil vertical de N à différents instants au cours de la période de réchauffement du 29 décembre 2006.

3. Le courant résultant se met à chuter. Le tourbillon horizontal de la figure 9.11a se transforme alors en spirale descendante. La résultante est un courant descendant qui traverse la vallée transversalement qu'on visualise nettement sur la coupe verticale de la figure 9.11b.
4. Du fait de la stratification thermique initiale (chaude en altitude, froide en bas), ce courant descendant est alors associé à un flux d'air chaud et induit un réchauffement, car il vient d'une zone plus en altitude, et donc avec une température plus élevée que les basses couches vers lesquelles il se dirige. La couche entre 600 et 1000m subit alors un réchauffement et sa stabilité est fortement réduite, comme le montre l'évolution temporelle du champ de température des figures 9.11c, d, e et f.
5. Notons que les transferts turbulents verticaux sont accentués dans cette zone par la présence d'un vent anabatique plaqué sur les falaises de la Chartreuse qui engendre de forts cisaillements avec le flux descendant le long de ces mêmes falaises quelques dizaines de mètres plus dans l'intérieur de la vallée (cf figure 9.11b).

Par ailleurs, cette réduction de l'inversion par son milieu sépare l'inversion préexistante en 3 zones : une inversion de fond de vallée, une inversion d'altitude (qui remonte légèrement en altitude à cause de l'intrusion de la masse d'air chaud en milieu de couche) et une zone stable non-inversée (600-1000m) dans laquelle la stabilité a été réduite, mais non détruite, par ce mécanisme complexe.

3.4 Mécanismes de réduction/destruction

La journée du 28, la réduction de la couche d'inversion est une réduction de type II de la classification de [Whiteman, 1982] : L'inversion est détruite à la fois par sa base, où une couche convective prend naissance, et par son sommet, qui diminue en altitude au cours de la période de réchauffement. Néanmoins, la réduction de l'épaisseur est très faible. La couche convective au sol reste très fine (environ 50m).

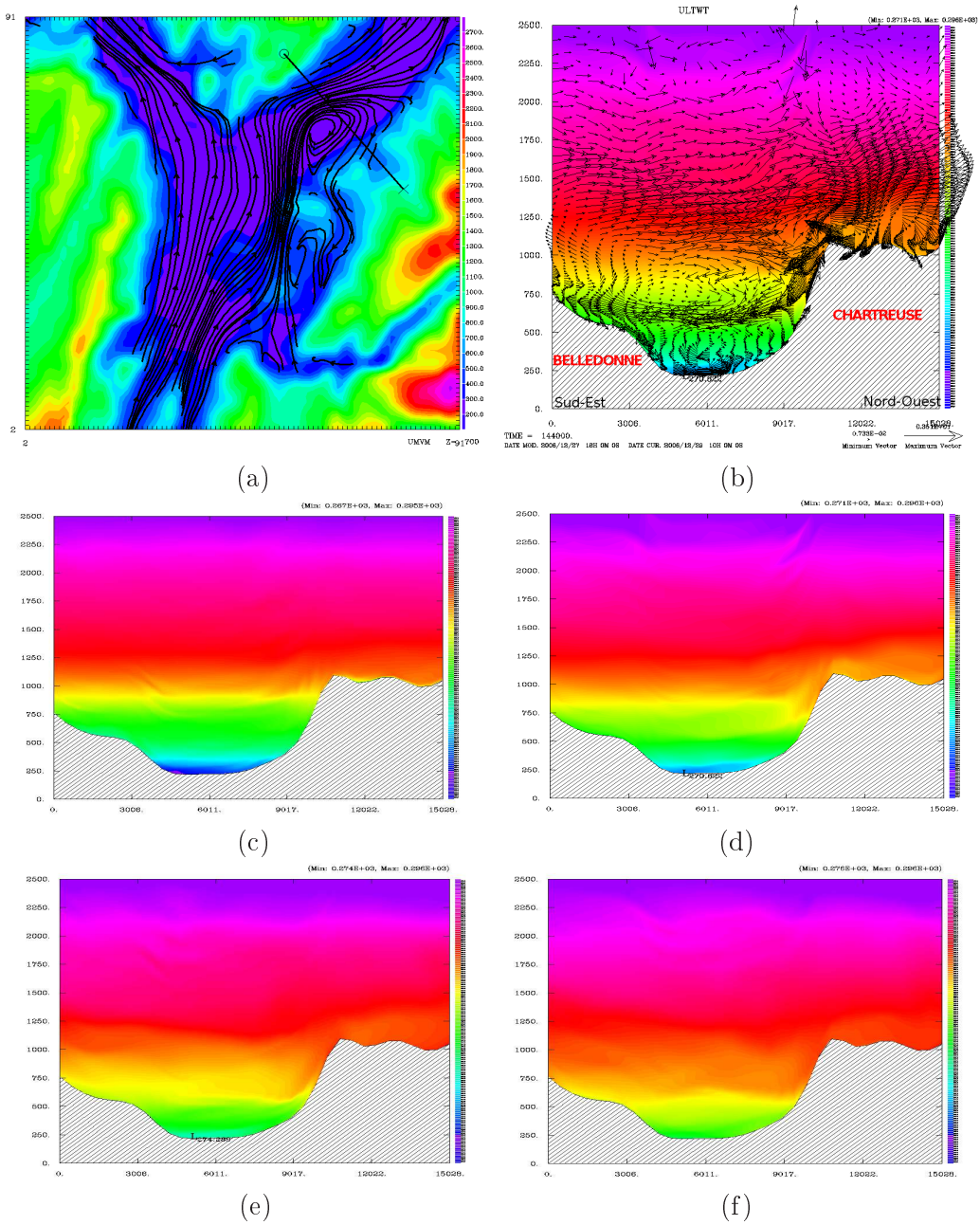


FIG. 9.11 – a) Lignes de courants dans une coupe horizontale à 10h à 700m ASL. d) Coupe verticale de θ et de champ de vent (tangentiel à la coupe) à 10h. La localisation de la coupe de la figure (b) est visible sur la figure (a).
Coupe verticale de θ à différents instants (c : 07h, d : 10h, e : 12h, f : 14h) au cours de la période de réchauffement du 29 décembre 2006.

Notons par ailleurs qu'elle correspond à la couche dans laquelle se développe un vent de vallée qui remonte la vallée (direction opposé au vent de vallée nocturne). De même le sommet descend très peu en altitude. L'inversion est *persistante*.

La journée du 29, la réduction de la couche d'inversion est la combinaison d'une réduction de type II et d'un mécanisme de réduction par le milieu de la couche (décrit dans la section précédente), ce qui explique le taux de destruction plus élevé et donc la plus faible stabilité de cette journée.

La mise en place de ce mécanisme de réduction par le milieu est toutefois conditionnée par l'apparition d'un régime synoptique de Sud (ou de Sud-Ouest). C'est par ailleurs un effet géométrique et local lié à la complexité et à la forte inhomogénéité du relief. L'inversion est néanmoins *persistante* tout au long de cette journée, également.

4 Evolution de l'inversion au cours d'une journée

Dans cette section, nous nous intéressons aux principales caractéristiques de l'inversion thermique, à savoir :

- Son épaisseur h_i
- Son intensité $\Delta\theta = \theta_i - \theta_0$

ainsi qu'à leur évolution temporelle.

4.1 Evolution de l'épaisseur d'inversion au cours d'une journée

On détermine l'altitude du sommet de l'inversion comme le point le plus élevé de la CLA vérifiant $N_0 > N_{0adiab} = \sqrt{\frac{g}{\theta_0}|\gamma_{adiab}|}$ (critère 3, cf section 3.1.4 du chapitre 2). On détermine l'épaisseur de l'inversion comme la différence entre l'altitude du sommet et l'altitude du bas de la couche (presque toujours égale à celle du sol, sauf pendant quelques heures de la période de réchauffement où une couche convective de très fine épaisseur apparaît en surface). L'évolution temporelle de l'épaisseur de la couche d'inversion est illustrée sur la figure 9.12.

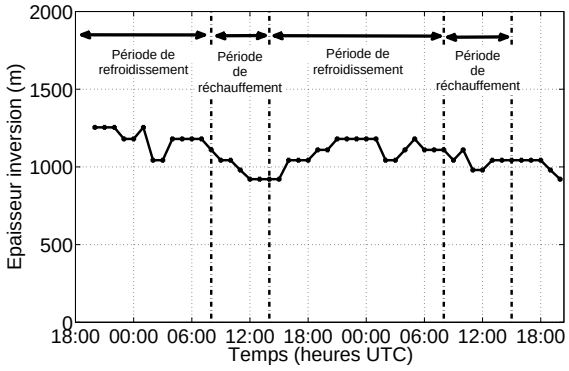
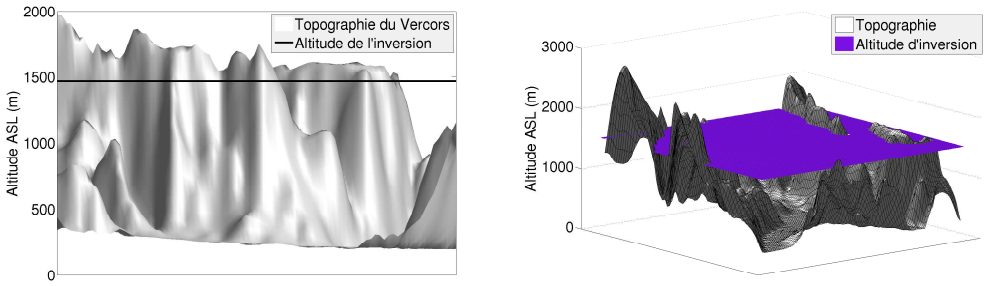


FIG. 9.12 – Evolution temporelle de l'épaisseur de l'inversion, du 27 au 29 décembre.

On constate que l'épaisseur de l'inversion évolue peu (entre 920 m et 1255m) : elle a tendance à diminuer au cours d'une période de réchauffement qui correspond donc à un *amincissement* de l'inversion et à augmenter au cours d'une période de

refroidissement, qui correspond donc à un *épaississement* de l'inversion. Au plus chaud de la journée, l'inversion a encore une épaisseur de 920 m, ce qui prouve qu'elle est loin d'être détruite. Elle est donc persistante et son épaisseur est grande.

Selon [Whiteman, 1982] et [Whiteman *et al.*, 1999c], l'altitude de l'inversion dans les vallées est en général très comparable à la profondeur moyenne de la vallée (le ratio des deux grandeurs étant de 1.1 en moyenne sur 21 cas d'études - [Whiteman, 1982]). Dans notre situation, la très grande complexité topographique du site rend délicate l'estimation d'une profondeur caractéristique de la vallée. Néanmoins, la figure 9.13 permet d'estimer le lien entre l'altitude du sommet de l'inversion et l'altitude des crêtes des massifs environnants. Il semble clair que ces altitudes sont relativement comparables.



(a) (b)

FIG. 9.13 – Superposition des crêtes des massifs et de l'altitude d'inversion. a) Vercors. b) Vue globale du site.

4.2 Evolution de l'intensité de l'inversion au cours d'une journée

La figure 9.14 montre l'évolution temporelle de l'intensité de l'inversion. On constate que la période de réchauffement correspond à une *réduction* de l'intensité de l'inversion (qui passe de $\Delta\theta = 21K$ à $12K$ le 28 et de $20K$ à $10.3K$ le 29, soit une réduction de près de la moitié de l'intensité de l'inversion) et que la période de refroidissement correspond à une *intensification* de l'inversion (qui passe de $12K$ à $20K$, soit une augmentation de 66% de l'intensité) Au plus chaud de la journée, l'inversion a encore une intensité de $\Delta\theta = 12K$ le 28 et $\Delta\theta = 10.3K$ le 29, ce qui prouve là encore qu'elle est loin d'être détruite. Elle est donc persistante et son intensité est forte.

4.3 Evolution de la structure de l'inversion au cours d'une journée

La figure 9.15 montre l'évolution temporelle de la structure de l'inversion. Sur cette figure, chaque point est représenté par une couleur caractérisant sa stabilité. Les zones jaunes correspondent ainsi à des régions d'inversion thermique ($\frac{\partial\theta}{\partial z} > |\gamma_{adiab}|$), les zones oranges à des régions stables non inversées ($0 < \frac{\partial\theta}{\partial z} < |\gamma_{adiab}|$), et les zones noires à des régions instables ($\frac{\partial\theta}{\partial z} < 0$).

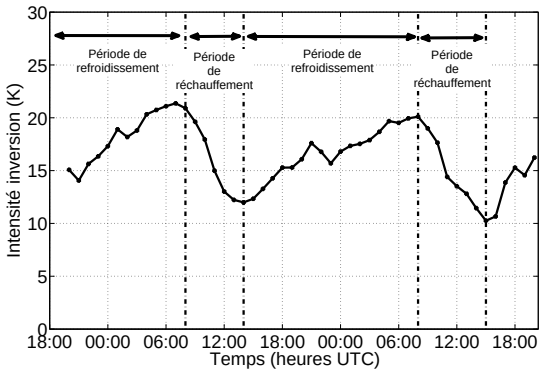


FIG. 9.14 – Evolution temporelle de l'intensité de l'inversion du 27 au 29 décembre.

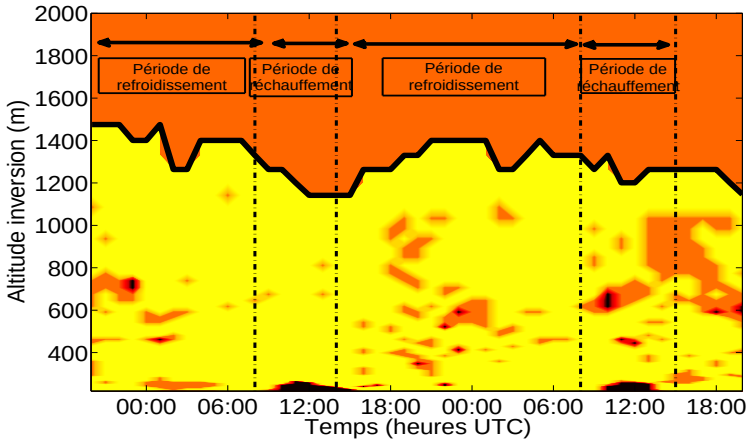


FIG. 9.15 – Evolution temporelle de la structure de l'inversion du 27 au 29 décembre. Noir : $\frac{\partial \theta}{\partial z} < 0$. Orange : $0 < \frac{\partial \theta}{\partial z} < |\gamma_{adiab}|$. Jaune : $\frac{\partial \theta}{\partial z} > |\gamma_{adiab}|$.

On constate que pendant les périodes de refroidissement, quasiment aucune région n'est instable, à l'exception de points isolés au niveau des zones de forts cisaillement, et seulement à certains instants. Certaines régions sont stables mais pas inversées thermiquement. Elles ne représentent pourtant qu'une faible portion de la couche et leur stabilité a tendance à augmenter au cours du refroidissement. A la fin de la période, l'intégralité de la couche est thermiquement inversée.

Par ailleurs, on visualise les deux comportements différents lors des périodes de réchauffement du 28 et du 29. La réduction du 28 (mécanisme de réduction de type II ([Whiteman, 1982]) par la base et le sommet) demeure partielle et l'épaisseur de la couche n'est que très peu modifiée. La réduction du 29 (réduction de type II ([Whiteman, 1982]) combiné à une réduction par le milieu de la couche, cf section 3.3) reste également partielle. L'altitude du sommet de la couche diminue moins le 29 que le 28, car le mécanisme de réduction du milieu de la couche induit une remontée de ce sommet (cf section 3.3). Les deux phénomènes de descente et de

montée du sommet de l'inversion se compensent.

4.4 Comparaison avec d'autres vallées

[Whiteman *et al.*, 1999c] compare les caractéristiques d'inversions observées dans 20 vallées différentes de l'Ouest américain. Ils dressent ainsi une carte de 20 inversions dans un diagramme $(\Delta\theta, h_i)$. Les caractéristiques de l'inversion thermique sur Grenoble le 28 et 29 décembre sont ajoutées à la carte de ces 20 inversions sur la figure 9.16.

Sur ce diagramme, plus on s'approche du coin supérieur droit et plus l'inversion est extrême notamment du point de vue de son impact potentiel sur la qualité de l'air. Plus on s'approche du coin inférieur gauche, et plus l'inversion est faible. En effet, la vitesse verticale minimale qu'une particule doit possèder pour sortir de l'inversion doit être telle que $l_b = \frac{w}{N} > h_i$ soit $w > w_{min} = \left(\frac{g}{\theta}\Delta\theta h_i\right)^{1/2}$. Elle est donc d'autant plus grande qu'on s'approche du coin supérieur droit (atteignant 38 m/s pour une inversion de $\Delta\theta = 25$K et $h_i = 1500$m, ce qui rend statistiquement extrêmement improbable l'échappement vertical d'une particule).

La majeure partie des inversions se situe dans la partie supérieure gauche, avec un gradient vertical moyen compris entre $20K/km$ et $40K/km$ et correspondent à des vallées de profondeurs modérées (entre 100 et 800m).

Certaines inversions se situent en revanche dans la partie supérieure droite. C'est notamment le cas des inversions 17 à 20 de l'étude de [Whiteman, 1982], correspondant respectivement à Bulfrog Basin, Cameron, Dangling Rope et Phantom Ranch. Ces vallées sont situées géographiquement dans le Grand Canyon ou le long des vallées adjacentes du Colorado. Leur profondeur est importante, respectivement 1004, 784, 979 et 1384m, et comparable à la profondeur de la vallée de Grenoble.

L'inversion thermique de l'épisode $S6$ se situe donc dans la gamme de valeurs étudiées par [Whiteman, 1982], ayant des caractéristiques similaires aux inversions du Colorado et du Grand Canyon. C'est donc une inversion particulièrement extrême, notamment en termes d'épaisseur. L'extrêmité de cette situation est bien sûr à relier au fait que l'épisode $E6$ est précisément le plus critique de tout l'hiver 2006-2007 (cf chapitre 6).

Cette comparaison rejoint l'analyse faite dans les sections précédentes sur les profils de température potentielle en ce que la vallée de Grenoble semble s'apparenter, de par les caractéristiques de ses inversions thermiques et ses mécanismes d'intensification, à la vallée du Colorado et au Grand Canyon.

4.5 Synthèse : évolution sur 24h

Dans ce même type de diagramme $(\Delta\theta, h_i)$, la figure 9.17 montre l'évolution des caractéristiques de l'inversion au cours des périodes de réchauffement du 28 et 29 (respectivement sur les figures 9.17a et 9.17c) et pour la période de refroidissement du 28 au 29 (9.17b).

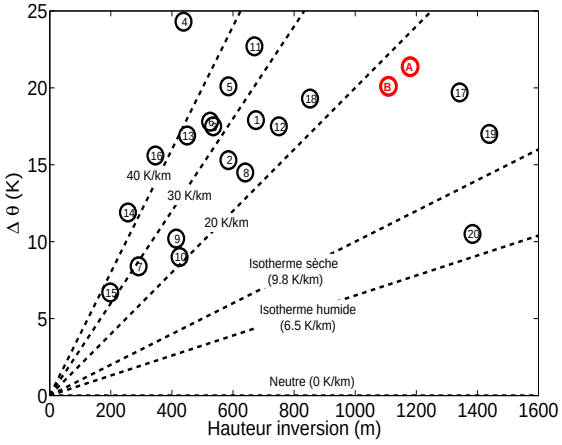


FIG. 9.16 – Intensité de l'inversion en fonction de l'épaisseur de l'inversion pour 20 cas d'études des montagnes Rocheuses au lever du Soleil, extrait et adapté de [Whiteman *et al.*, 1999c]. Rouge : Caractéristiques de l'inversion thermique sur Grenoble le 28 décembre 2006 (A) et le 29 décembre 2006 (B).

On voit clairement que les caractéristiques moyennes de la couche restent en permanence au dessus de l'isotherme, donc que la couche correspond bien à une inversion persistante. Le gradient vertical moyen dans l'inversion reste toujours compris entre $10K/km$ et $20K/km$, en moyenne autour de $15K/km$. On retrouve la différence de comportement du 28 et du 29.

Pendant la période de refroidissement, l'évolution est assez irrégulière mais se fait globalement du bas à gauche vers le haut à droite, ce qui correspond à une augmentation de la criticité de l'inversion. On peut calculer le taux d'intensification ou de réduction de l'inversion en moyenne sur une période par la variation temporelle $\partial_t \frac{\Delta\theta}{h_i}$. Le taux moyen de réduction de l'inversion est de $-0.72(K/km)/h$ le 28 contre $-0.92(K/km)/h$ le 29, ce qui confirme que le taux de destruction cette journée est plus important et combine 2 mécanismes (réduction de type 2+ réduction par le centre de la couche). Le taux moyen d'intensification de l'inversion du 28 au 29 est de $+0.27(K/km)/h$.

On en déduit donc que l'intensification est environ 3 à 4 fois plus lente que la réduction. Pour que les deux modes d'évolution de l'inversion se compense sur une journée (et que l'inversion soit dans un état d'évolution pseudo-permanent, si par ailleurs le régime météorologique général ne change pas), il faut donc approximativement que la période de réchauffement dure 3 à 4 fois moins longtemps, ce qui est bien le cas ici puisque celle ci dure 25% et 29% de la journée respectivement le 28 et le 29.

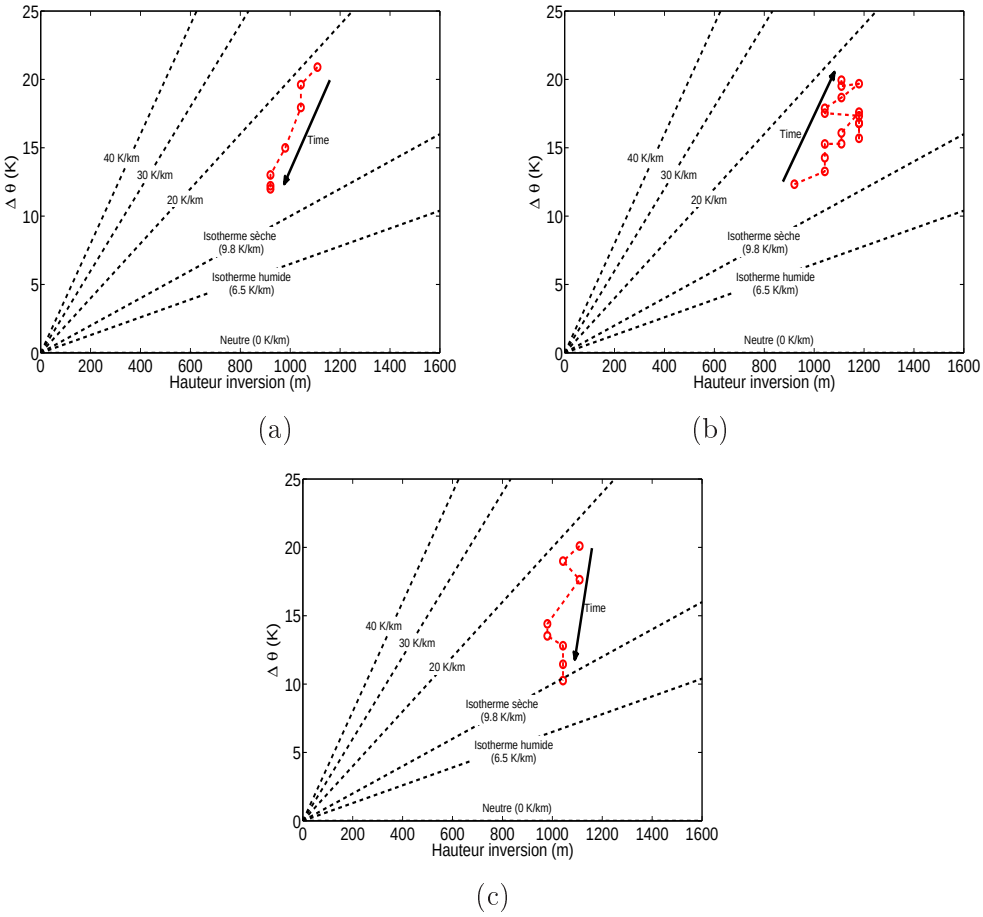


FIG. 9.17 – Evolution de l'inversion dans un diagramme $(\Delta\theta, h_i)$. (a) : Pour la période de réchauffement du 28 décembre. (b) : Pour la période de refroidissement du 28 au 29 décembre. (c) : Pour la période de réchauffement du 29 décembre.

5 Evolution de l'inversion au cours d'un épisode

On s'intéresse ici à l'évolution de l'inversion sur une autre échelle de temps : celle de la durée totale de l'épisode (entre 7 et 14 jours). On utilise pour cela les mesures de température aux stations (cf figure 6.2 pour un rappel de leurs localisations).

On évalue l'intensité de l'inversion par la différence de température entre 2 stations. L'annexe E effectue une comparaison entre ces mesures et l'intensité de l'inversion $\Delta\theta$ calculée par les simulations. Elle montre que la différence de température entre stations de haute et basse altitude est bien représentative de l'intensité de l'inversion.

5.1 Evolution de l'inversion au cours d'un épisode

Les différences de températures sont notées :

a) ΔT_V^C entre Chamrousse (H) et Le Versoud (B). Elle est représentative de la différence de température entre sommet et base de la CLA.

b) ΔT_V^G : entre Le Gua (H) et Le Versoud (B). Elle est également représentative de la différence de température entre sommet et base de la CLA.

c) ΔT_V^P : entre Le Peuil (M) et Le Versoud (B). Elle est représentative des basses couches (du sol jusqu'à 930m ASL).

d) ΔT_P^C entre Chamrousse (H) et Le Peuil (M). Elle est, quant à elle, représentative de la partie supérieure de la CLA (de 930m à 1750 m ASL).

Les mesures permettent donc de suivre l'évolution des caractéristiques de l'inversion, à la fois son intensité et son extension sur la verticale, et d'effectuer une analyse plus approfondie de son évolution sur le moyen terme que dans le chapitre 6.
La figure 9.18 illustre ainsi l'évolution de ces 4 différences de températures pendant les 5 épisodes $E1$, $E5$, $E6$, $E7$ et $E8$. Elles donnent respectivement une information sur la stabilité de toute la CLA (ΔT_V^C, ΔT_L^V), des basses couches (sol-930m) (ΔT_P^V), de la partie supérieure de la CLA (930m-1750m) (ΔT_C^P).

Sur ces figures, on distingue clairement **le cycle journalier** décrit en détail dans les sections précédentes : L'inversion s'intensifie et s'épaissit pendant toute la période de refroidissement (nuit+ une partie de la journée). Elle est réduite, et partiellement voire complètement détruite au cours de la période de réchauffement (matinée et début d'après-midi).

Pendant le coeur d'un épisode, en revanche, l'inversion n'est pas totalement détruite au cours d'une journée : elle est alors persistante. Son état et sa structure un jour donné vont donc conditionner son état du lendemain. Sur **une échelle de temps de la longueur de l'épisode (8 à 15 jours)**, l'inversion suit en fait une autre évolution. On peut découper un épisode en plusieurs phases qui caractérisent l'état de l'inversion et s'enchainent successivement :

1. **Phase de formation**

   L'épisode commence toujours par la formation d'une inversion d'altitude : Avant le début de l'épisode, l'atmosphère est adiabatique ou faiblement stable. Le gradient vertical de température absolue est négatif partout. L'épisode commence par une augmentation de la stabilité dans la partie supérieure de la CLA. Cette stabilité augmente jusqu'à franchir un premier seuil : celui d'une couche isotherme (ou d'un gradient vertical de température absolue nul). On a alors *formation* d'une couche d'inversion. Cette formation a lieu dans une couche en altitude. Cette apparition d'une inversion d'altitude induit un découplage fort entre la troposphère libre et la CLA, et agit donc comme un déclencheur de l'épisode.

2. **Phase d'intensification**

   Vient ensuite la phase d'intensification de la stabilité des basses couches. La CLA étant découplée, un régime local peut apparaître en n'étant que peu influencé par le contexte synoptique. On a alors généralement formation d'une

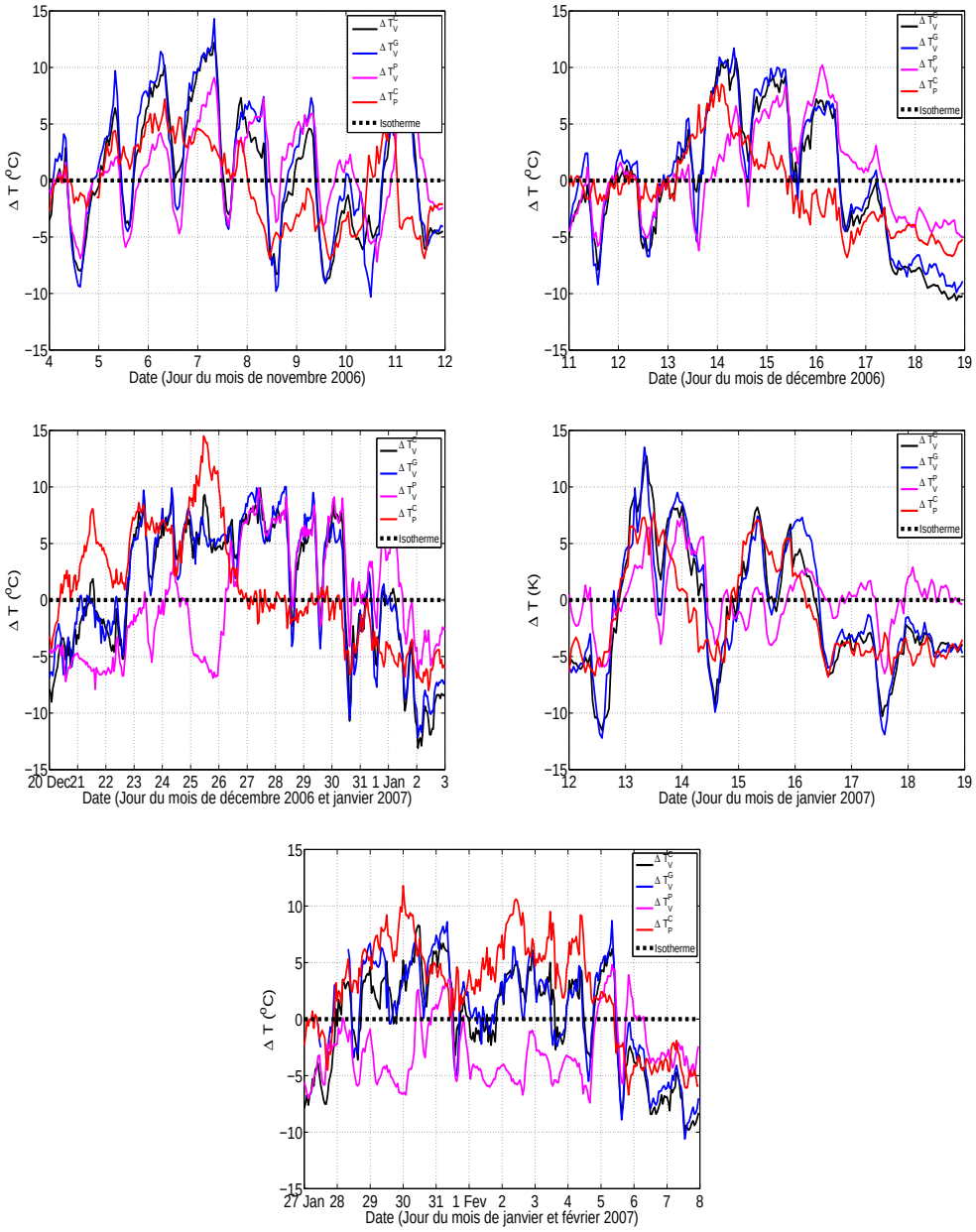


FIG. 9.18 – Evolution temporelle des différences de températures absolues mesurées entre Chamrousse-Versoud ΔT_V^C (noir) entre Le Gua-Versoud ΔT_L^V (bleu) entre Peuil-Versoud ΔT_P^V (magenta) Chamrousse-Peuil ΔT_C^P (rouge). Pendant l'épisode E1 (a), E5 (b), E6 (c), E7 (d), E8 (e).

seconde inversion de basses couches (sauf dans l'épisode $E8$). La stabilité des basses couches augmente alors progressivement jusqu'à atteindre le seuil de l'inversion. Cette inversion augmente ensuite en épaisseur jusqu'à rejoindre la base de l'inversion d'altitude. On obtient une couche d'inversion qui s'étend

du sol jusqu'au sommet. Parallèlement, la stabilité de l'inversion d'altitude diminue, et repasse même parfois sous le seuil de l'inversion. Globalement, la différence de température entre le sommet de la CLA et le sol augmente. On a donc une intensification de la stabilité moyenne de la CLA.

3. **Phase de stagnation**

   Lorsque l'épisode est suffisamment long, on distingue une phase de stagnation dans laquelle l'état de l'inversion n'évolue plus. La longueur de l'épisode n'est toutefois pas une condition suffisante pour que cette phase apparaisse : $E7$ est par exemple un épisode long mais n'a pas de phase de stagnation (il correspond en fait à une succession d'enchainements de plusieurs cycles courts, ce qui explique cette singularité). Cette phase de stagnation correspond par ailleurs au coeur de l'épisode et à son état de stabilité maximum.

4. **Phase de réduction**

   La fin de l'épisode s'amorce alors. Elle commence par une réduction de la stabilité. Cette réduction affecte d'abord la partie supérieure de la CLA qui se réduit progressivement jusqu'à ce que l'inversion d'altitude soit détruite. Le découplage avec la troposphère libre n'est alors plus assuré et l'inversion de basses couches commence à être déstabilisée.

5. **Phase de destruction**

   La stabilité des basses couches continue à décroître jusqu'à passer sous le seuil critique du gradient vertical nul : l'inversion est alors détruite. Cette destruction marque la fin de l'épisode.

Suivant les épisodes, des modulations de ce comportement sont à noter. On peut par exemple avoir deux phases d'intensification et de réduction successives (cas de l'épisode $E7$), ou ne pas avoir de formation d'inversion de basses couches et donc seulement une inversion d'altitude (cas de l'épisode $E8$). On peut également avoir une phase de stagnation de l'état de l'inversion (cas de $E1$,$E5$,$E6$,$E8$) ou pas (cas des épisodes les plus courts : $E7$ et $E2$,$E3$,$E4$ non présentés sur la figure 9.18)..

On note par ailleurs que la réduction est plus rapide que l'intensification (cohérent avec [Whiteman *et al.*, 1999b] qui constate une destruction d'inversion persistante en moins de 12h).

Stade de persistance

Parallèllement à ces phases d'évolution de l'épisode sur une échelle de temps de plusieurs jours (typiquement entre 4 et 14 jours) a lieu une modulation circadienne de l'intensité et de l'épaisseur de l'inversion, comme nous l'avons vu en détail dans le cas de l'épisode $E6$ dans les sections précédentes. Il faut donc adjoindre à toutes ces phases des *périodes de réduction* et des *périodes d'intensification* de l'inversion au cours d'un cycle de 24h. Au cours d'un cycle de 24h, l'inversion peut être détruite en début d'après-midi puis reconstruite ensuite, ou au contraire, comme on l'a vu dans les sections précédentes, perdurer toute la journée. L'apport énergétique du

jour est alors insuffisant et on a *persistance* de l'inversion. Typiquement, un épisode comporte un *stade de persistance* qui ne débute que lorsque l'intensité de l'inversion (et/ou son épaisseur) est suffisamment grande, et se termine lorsqu'elle redevient suffisamment petite. Le seuil de persistance n'est pas obligatoirement atteint au cours d'un épisode (exemple : $E1$). Quand il est atteint, il l'est en général au cours de la phase d'intensification et la persistance s'arrête de manière symétrique pendant la phase de réduction.

5.2 Schématisation d'un épisode

Ainsi, au cours d'un épisode, l'intensité de l'inversion *moyennée sur 24h* suit l'évolution schématique de la figure 9.19.

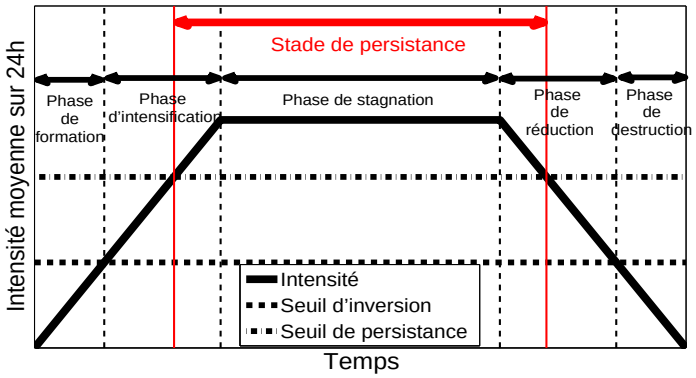


FIG. 9.19 – Evolution temporelle schématique de l'intensité de l'inversion au cours d'un épisode de forte stabilité.

Le profil vertical de température absolue suit quant à lui l'évolution schématique de la figure 9.20.

6 Persistance et destruction de l'inversion : Modèle énergétique

Dans la situation qui nous intéresse ici, les inversions hivernales persistent donc plusieurs jours. Le lien avec le régime synoptique a déjà été mis en évidence (chapitre 6). La raison pour laquelle les inversions perdurent vient de ce que le rayonnement solaire incident n'est pas suffisamment fort (et la journée pas suffisamment longue) pour contrebalancer la perte d'énergie qui s'effectue au cours de la période nocturne.

6.1 Considérations énergétiques

Plus exactement, pour détruire l'inversion thermique, il faut qu'un mécanisme (quel qu'il soit) fournisse de l'énergie à la CLA pour faire passer son profil de tem-

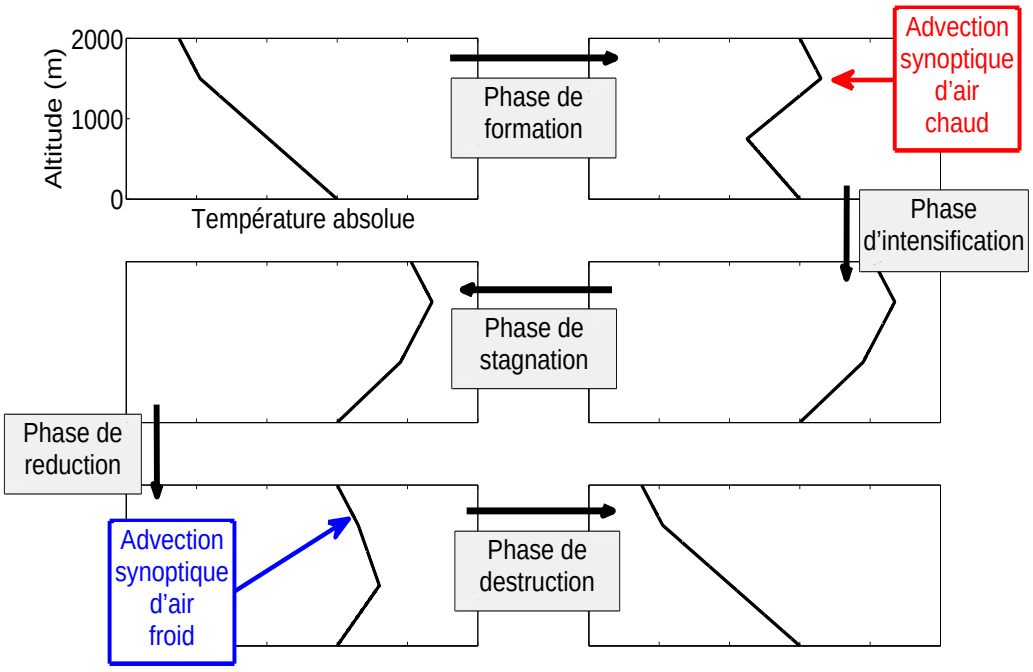


FIG. 9.20 – Profil vertical schématique de température **absolue** au cours de différents instants de l'épisode de forte stabilité. Les mécanismes responsables de la formation/destruction de l'inversion persistante sont superposés.

pérature potentielle de l'état 1 à l'état 2 de la figure 9.21. Une fois l'inversion détruite, le profil de température potentielle aurait l'allure de la courbe pointillée sur la figure 9.21, ie une température potentielle constante jusqu'à l'altitude h_i, le profil de température potentielle étant celui de la troposphère libre au dessus.

Pour parvenir à cet état, il faut donc apporter une certaine quantité d'énergie à la couche d'air comprise entre le sol et h_i. Cette quantité d'énergie correspond ainsi à la surface grisée de la figure 9.21, soit plus exactement à la quantité :

$$Q = \int_0^{h_i} \rho(z) c_p \left(\theta_i - \theta(z)\right) dz \tag{9.3}$$

où c_p est la capacité calorifique, ρ la masse volumique, h_i l'épaisseur de l'inversion, θ_i la température potentielle au sommet de l'inversion. La quantité Q est appellée *déficit énergétique* de la couche stable par [Whiteman *et al.*, 1999c].

Si on suppose que $\theta(z)$ est approximativement linéaire dans la couche d'inversion, ce qui est une bonne approximation du profil dans notre cas (cf section 2.1), et qu'on suppose la masse volumique constante dans la couche (cette masse volumique variant de 10% entre 260 K et 290 K, l'approximation est donc raisonnable), alors Q s'écrit :

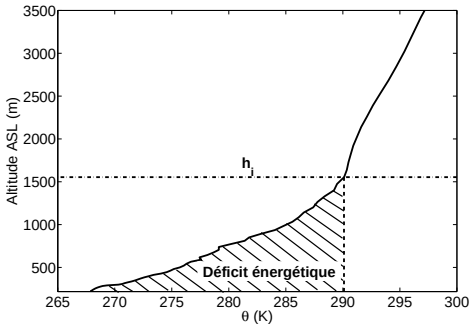


FIG. 9.21 – Profil vertical de température potentielle au lever du Soleil le 28 décembre (trait plein, état 1), tel qu'il serait après destruction de l'inversion (trait pointillé, état 2). Zone hachurée : déficit énergétique de la couche stable.

$$Q \approx \rho c_p \left(\theta_i - \theta_0\right) \frac{h_i}{2} \tag{9.4}$$

Or, *si aucun mouvement de grande échelle ne vient amener une masse d'air dans l'atmosphère de la vallée, la seule source d'énergie disponible est le flux solaire incident* F_s. Ce flux solaire incident dépend de la saison, de la latitude, de la longitude et de l'heure de la journée. Sa variation journalière (uniquement sur la période de jour) peut être modélisée par ([Whiteman *et al.*, 2004]) :

$$F_s(t) = F_{s_{max}} sin\left(\frac{\pi}{\tau}\left(t - t_{SR}\right)\right) \tag{9.5}$$

où τ est la durée d'ensoleillement effectif et t_{SR} l'heure de lever du Soleil et $F_{s_{max}}$ le maximum journalier local du flux solaire.
Ainsi, l'énergie fournie par le Soleil sur la durée τ est :

$$Q_s = \int_{t_{SR}}^{t_{SR}+\tau} F_{s_{max}} sin\left(\frac{\pi}{\tau}\left(t - t_{SR}\right)\right) dt \tag{9.6}$$

$$= \frac{2\tau}{\pi} F_{s_{max}} \tag{9.7}$$

Le flux solaire incident étant la seule source d'énergie (en l'absence de flux de masse synoptique), cette énergie doit être supérieure à la quantité d'énergie requise pour détruire l'inversion dans la journée, soit :

$$Q_s > Q \tag{9.8}$$

soit

$$F_{s_{max}} > \frac{\pi}{4} \frac{\rho c_p h_i \Delta\theta}{\tau} \tag{9.9}$$

avec $\Delta\theta = \theta_i - \theta_0$.

Précisons que cette condition n'est pas suffisante. Il est tout à fait possible que Q_s soit effectivement supérieur à Q mais que *l'inversion ne soit pas détruite* pour autant. En effet le flux solaire est la seule source d'énergie disponible mais il ne sert pas uniquement à détruire l'inversion, il est aussi utilisé par tous les autres puits d'énergie et notamment par la mise en mouvement des basses couches (mouvements convectifs dans la CBL naissante, vent de vallée, vent anabatiques,...). En fait, d'après les estimations de [Whiteman *et al.*, 2004], le ratio Q/Q_s est inférieur à 0.7 et décroît même rapidement dans la journée, ce qui signifie qu'une faible proportion seulement de Q_s est mise à disposition de Q, le reste étant prélevé par les autres puits énergétiques.

Il est donc clair que lorsque $Q_s < Q$, l'inversion ne peut pas être détruite (à moins d'une intrusion de masse d'air chaud dans l'atmosphère de la vallée).
Dans la suite, nous appelerons F_d le flux nécessaire à la destruction de l'inversion thermique, moyenné sur la durée effective du jour. On a donc :

$$\boxed{F_d = \frac{\pi}{4}\frac{\rho c_p h_i \Delta\theta}{\tau}} \tag{9.10}$$

6.2 Critère de persistance

F_d varie bien sûr au cours du temps, puisque θ_i, θ_0 et h_i varient. On peut donc déterminer l'évolution temporelle de F_d. Il est néanmoins plus légitime de considérer la valeur de F_d au lever du Soleil puisqu'elle correspond à l'état de l'inversion le plus développé, que le flux solaire doit détruire. On appelera cette valeur $F_{d_{SR}}$ (flux minimal de destruction au lever du Soleil). Ainsi,

Si $F_{d_{SR}} > F_{s_{max}}$ pour une journée donnée, alors
l'inversion thermique ne sera pas détruite dans la journée.

Par ailleurs, notons que dans une vallée ou un bassin, le relief induit un effet d'ombrage qui réduit la durée effective du jour, le Soleil se levant plus tard et se couchant plus tôt que sur un site de plaine située aux mêmes latitudes et longitudes. La durée effective du jour τ_{eff} est donc plus courte que sa durée théorique τ. Par conséquent la valeur de $F_{d_{SR}}$ est encore plus grande et l'inversion thermique est d'autant moins détruite.

A Grenoble, le 28 décembre, le flux solaire maximal journalier est ainsi de $F_{s_{max}} = 368.73 W/m^2$ et la durée *théorique* du jour de $8h45$ (source http ://aom.giss.nasa.gov/), la durée effective étant donc plus courte. Pour cette même date, $F_{d_{SR}} = 562.5 W/m^2$. On peut donc prédire que l'inversion ne pourra pas être détruite dans la journée, ce qui est effectivement le cas (cf section 4).

La figure 9.22 illustre l'évolution temporelle de F_d, $F_{d_{SR}}$,$F_{s_{max}}$ pendant l'épisode $E6$, du 20 décembre 2006 au 02 janvier 2007. Sur cette figure, la zone grisée correspond à la condition $F_{d_{SR}} > F_{s_{max}}$. Elle coincide précisémment avec l'épisode $E6$ et nous permet de retrouver ses caractéristiques : l'inversion s'intensifie du 20 au 22 décembre, persiste et ne peut pas être détruite jusqu'au 30 décembre, puis, à partir

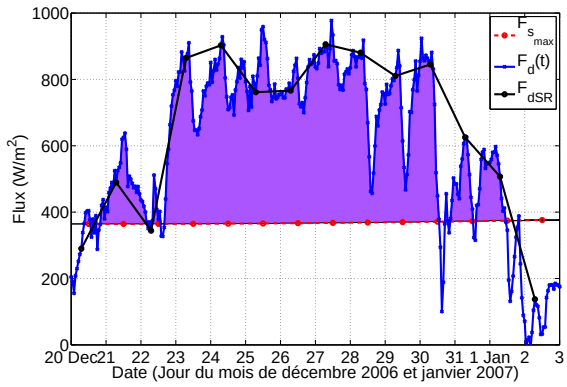


FIG. 9.22 – Evolution temporelle de F_d, $F_{d_{SR}}$,$F_{s_{max}}$ pendant l'épisode $E6$, du 20 décembre 2006 au 02 janvier 2007. Zone violette : Stade de persistance de l'inversion

du 31 décembre, son intensité diminue. Elle est potentiellement destructible par le rayonnement solaire à partir du 1er janvier. Cette analyse corrobore les résultats de la section 5 tout en complétant l'information sur l'état de l'inversion et son degré de persistance.

Le stade de formation/intensification correspond ainsi à une période dans laquelle F_d augmente. Le stade de réduction/destruction correspond à une période dans laquelle F_d diminue. Le stade de persistance correspond à une période dans laquelle F_d est approximativement constant, comme on pouvait s'y attendre.

Notons que le critère ainsi défini possède un intérêt pratique et prédictif. En effet, les valeurs de $F_{s_{max}}$ étant déterminées théoriquement et bien connues, il suffit de connaître la valeur de la température le matin, en fond de vallée et en altitude (approximativement à h_i)[3] pour estimer si il est possible que l'inversion persiste ou si elle peut être détruite *au cours de la journée.*

6.3 Application pratique du critère de persistance sur la vallée de Grenoble

A Grenoble, si on estime que le sommet de l'inversion est approximativement situé à l'altitude de Chamrousse[4], connaissant l'évolution temporelle de F_{smax} au cours de l'année, on peut en déduire à partir de quelle valeur de F_d l'inversion ne sera a priori pas détruite. On peut ainsi déterminer la valeur critique de $\Delta\theta \approx \theta_{Chamrousse} - \theta_{Versoud}$ entre Chamrousse et le Versoud au dessus de laquelle l'inversion ne sera pas détruite, puis calculer la valeur critique de ΔT (en température absolue) correspondante. On obtient ainsi la répartition du tableau 9.3.

[3] Ce qui est aisément le cas dans la pratique sur Grenoble avec les stations de mesures du Versoud et de Chamrousse, ou avec les prévisions faites pour ces stations.

[4] En fait, l'épaisseur d'inversion est un peu plus plus faible. Dans l'épisode $E6$, le sommet est situé à environ 1500m, alors que Chamrousse est à 1750m. Cette surestimation de l'altitude d'inversion conduit ainsi à une légère sous-estimation du $(\Delta T)_{crit}$ présenté dans la suite.

Mois	maximum mensuel de $F_{s_{max}}$	τ_{max}	$(\Delta\theta)_{crit}$	$(\Delta T)_{crit}$
Octobre	695 W/m^2	$11h44$	19.2 K	9.3^oC
Novembre	520 W/m^2	$10h10$	12.5 K	2.5^oC
Décembre	390 W/m^2	$9h00$	8.3 K	-1.6^oC
Janvier	480 W/m^2	$9h43$	11 K	1.07^oC
Février	630 W/m^2	$11h04$	16.4 K	6.5^oC
Mars	815 W/m^2	$12h43$	24.4 K	14.5^oC

TAB. 9.3 – Evolution mensuelle du flux solaire maximal et du $(\Delta T)_{crit}$ de persistance pour la vallée de Grenoble.

Sur ce tableau, les résultats doivent s'interprêter comme suit : En décembre, si la différence de température absolue entre Chamrousse et le Versoud en début de matinée est supérieure à $(\Delta T)_{crit} = -1.6^oC$, alors nous sommes en présence d'une inversion thermique qui ne va pas être détruite dans la journée.

On peut donc conclure de ce tableau que les mois les plus critiques de l'année vis-à-vis de la persistance des inversions thermiques sont les mois de novembre, décembre et janvier, comme on pouvait s'y attendre. Le mois de décembre étant le plus critique des trois, et le mois de janvier étant plus critique que le mois de novembre. Par ailleurs, les autres mois de l'année ont donc un $(\Delta T)_{crit}$ supérieur ($F_{s_{max}}$ et τ_{max} étant supérieurs) à ceux des mois du tableau, atteignant un maximum de $(\Delta T)_{crit} = 27.7^oC$ au solstice d'été.

En conclusion, Il est extrêmement improbable qu'on ait une inversion thermique persistante sur Grenoble entre les mois d'avril et de septembre (inclus). En revanche, de novembre à janvier, ces conditions doivent être très fréquemment remplies et les inversions persistantes sont donc significativement représentatives de la météorologie locale. C'est probablement aussi le cas pour toute vallée ayant des caractéristiques voisines de celles de Grenoble et située à la même latitude.

6.4 Destruction partielle d'inversion

Lorsque l'inversion est persistante, le réchauffement diurne induit néanmoins une destruction partielle de l'inversion. Dans ce cas, les concepts précédents peuvent également permettre de quantifier dans quelle mesure cette inversion est partiellement détruite :

La valeur de $F_d(t)$ à un instant t fixé nous donne le flux de chaleur qu'il est nécessaire d'apporter à la couche atmosphérique à partir de cet instant et jusqu'à la fin du jour pour que l'inversion soit détruite. A cet instant, le ratio

$$P_d(t) = \frac{F_d(t)}{F_{d_{SR}}} \tag{9.11}$$

nous indique donc dans quelle proportion l'inversion a été détruite jusque là, depuis le lever du Soleil. Si l'on note $F_{d_{SS}}$ la valeur de F_d au coucher du Soleil, le ratio

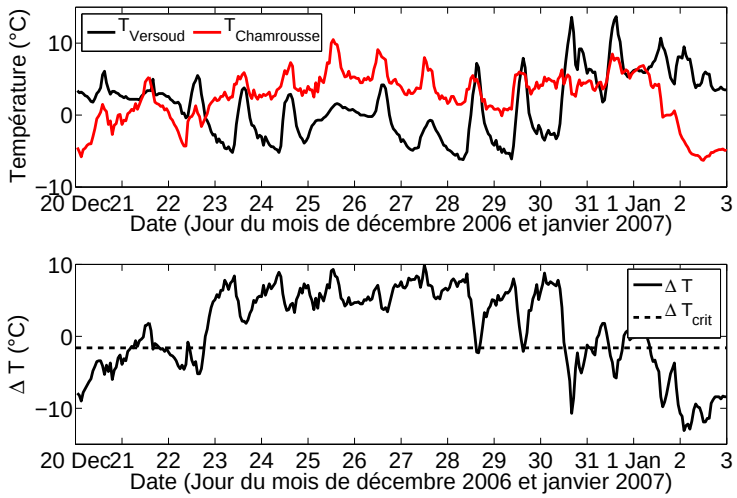


FIG. 9.23 – Evolution temporelle de $T_{Chamrousse}$ et $T_{Versoud}$ (haut) et ΔT (bas) pendant l'épisode $E6$, du 20 décembre 2006 au 02 janvier 2007. (bas) : $(\Delta T)_{crit} = -1.6^oC$ est superposée en pointillée.

$P_d^{day} = \dfrac{F_{d_{SS}}}{F_{d_{SR}}}$ représente alors la proportion d'inversion thermique détruite au cours de la journée.

La figure 9.24 nous montre ainsi l'évolution du ratio $P_d(t)$ au cours de l'épisode $E6$. Cette figure met en avant plusieurs points notables :

D'abord, le ratio P_d n'est pas toujours inférieur à un. Certaines journées du début de l'épisode ont un ratio supérieur à 1 tout au long de la journée, ce qui montre que ces journées correspondent à la mise en place de l'inversion thermique et que cette mise en place est probablement associée à des phénomènes qui ne relèvent pas du réchauffement ou du refroidissement local, mais plutôt de l'influence grande ou moyenne échelle de certaines masses d'air.

Ensuite, l'évolution de $P_d(t)$ au cours de l'épisode montre clairement 3 stades distincts : un stade de formation/intensification, pendant lequel le ratio est globalement supérieur à 1, un stade de persistance, pendant lequel l'inversion n'est quasiment pas détruite au cours de la journée (ce stade correspond d'ailleurs à une période où F_d reste approximativement constant dans le temps d'un jour à l'autre), puis un troisième stade de réduction/destruction, pendant lequel P_d diminue progressivement jusqu'à atteindre 0 au cours d'une journée, ce qui signifie que l'inversion est enfin détruite.

Enfin, pendant le stade de persistance, P_d suit un cycle journalier assez clair : il diminue au cours du jour, preuve que l'inversion est partiellement détruite par le

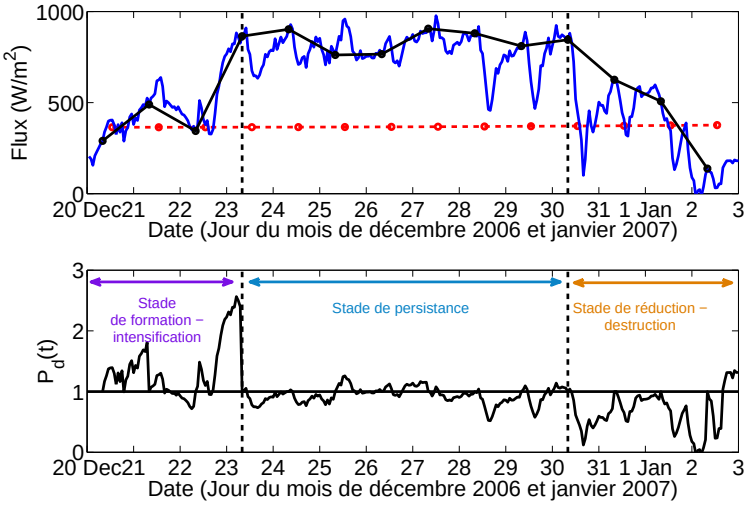


FIG. 9.24 – Haut : Evolution temporelle de F_d (bleu), $F_{d_{SR}}$ (noir),$F_{s_{max}}$ (rouge) pendant l'épisode $E6$, du 20 décembre 2006 au 02 janvier 2007. Bas : Evolution temporelle du ratio $P_d(t)$. Est superposée en noir la valeur constante $P_d = 1$

flux solaire incident, puis augmente au cours de la nuit pour atteindre une valeur maximale au moment du lever de Soleil effectif. Pendant cette phase, la valeur minimale de $P_d(t)$ est de 0.52 ce qui signifie que l'inversion *est tout au plus à moitié détruite seulement, au cours de la journée.*

6.5 Bilan énergétique de la couche d'inversion

Pour vérifier le modèle simple précédent, considérons l'évolution thermique de la couche atmosphérique, gouvernée par l'équation de la chaleur (si l'on néglige les changements de phases de l'eau et les effets liées à l'humidité) :

$$\underbrace{\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t}}_{Instationnarites} = \underbrace{\underbrace{-\rho c_p div(T\overrightarrow{V})}_{Advection} \underbrace{+\rho c_p \kappa \Delta T}_{Diffusion/Conduction}}_{Convection} \underbrace{-\frac{\partial R}{\partial z}}_{Rayonnement} \tag{9.12}$$

Transformons la température absolue T en température potentielle θ ($\theta = T\left(\frac{P_0}{P}^{\gamma}\right)$) et intégrons cette équation sur toute la couche d'inversion. On obtient alors :

$$\iiint \rho c_p \frac{\partial \theta}{\partial t} dV = -\iiint \rho c_p div(\theta \overrightarrow{V}) dV + \iiint \rho c_p \kappa \Delta \theta dV - \iiint \frac{\theta}{T}\frac{\partial R}{\partial z} dV \tag{9.13}$$

Si l'on suppose que le profil thermique est horizontalement homogène (on a vu dans les chapitres précédents que cette approximation est raisonnable), l'intégrale triple se résume à une intégrale sur la verticale. De plus, $\Delta\theta = \dfrac{\partial^2\theta}{\partial z^2}$. On a alors :

$$\frac{\partial}{\partial t}\underbrace{\int \rho c_p \theta dz}_{Q_t} = \underbrace{-\frac{1}{A_h}\oint_S \rho c_p \theta \overrightarrow{V}\cdot\overrightarrow{dS}}_{\Phi_{adv}} + \underbrace{\int \rho c_p \kappa \frac{\partial^2\theta}{\partial z^2} dz}_{\Phi_{sens}} - \underbrace{\int \frac{\theta}{T}\frac{\partial R}{\partial z} dz}_{\Phi_{ray}} \tag{9.14}$$

où A_h représente la section horizontale moyenne de la couche atmosphérique (c'est à dire aussi celle de la vallée puisqu'on considère uniquement le volume d'air compris à l'intérieur), Q_t représente l'énergie thermique contenue dans la couche atmosphérique (en J), Φ_{adv} le flux de chaleur advecté dans la couche, Φ_{sens} le flux de chaleur sensible (diffusif et turbulent) et Φ_{ray} le flux de chaleur absorbé par rayonnement par l'atmosphère (en W). On a donc :

$$\frac{\partial Q_t}{\partial t} = \Phi_{adv} + \Phi_{sens} + \Phi_{ray} \tag{9.15}$$

Avec

$$\Phi_{sens} = \left[\rho c_p \kappa \frac{\partial\theta}{\partial z}\right]_0^h \tag{9.16}$$

En négligeant le flux de diffusion au sommet de la couche atmosphérique, on peut écrire :

$$\Phi_{sens} = \left[\rho c_p \kappa \frac{\partial\theta}{\partial z}\right]_0^h \approx -\rho c_p \kappa \left(\frac{\partial\theta}{\partial z}\right)_0 = H \tag{9.17}$$

où H représente le flux de chaleur sensible émis par le sol (cf chapitre 1). Si l'on néglige le flux de chaleur latente, d'après l'équation 1.14 (cf chapitre 1) :

$$H = R_N - G \tag{9.18}$$

Par ailleurs, l'équation 1.16 peut être écrite sous la forme[5] :

$$R_N = F_s(1-\alpha) - \Phi_{ray} \tag{9.19}$$

On peut ainsi écrire :

$$\frac{\partial Q_t}{\partial t} = \Phi_{adv} + R_N - G + \Phi_{ray} \tag{9.20}$$

$$= \Phi_{adv} + F_s(1-\alpha) - G \tag{9.21}$$

[5] Cette assertion n'est en fait valable qu'en première approximation, le flux Φ_{ray} étant la somme d'un échange entre le sol et l'atmosphère et d'un échange au sein de l'atmosphère, tandis que le flux $R_{LW}^{\downarrow} - R_{LW}^{\uparrow}$ n'est que le fruit d'un échange sol-atmosphère.

L'intégration temporelle sur la durée τ de l'équation précédente s'écrit alors :

$$\underbrace{\int_\tau \frac{\partial Q_t}{\partial t} dt}_{\Delta Q_t} = \int_\tau (\Phi_{adv} + F_s(1-\alpha) - G)\, dt \tag{9.22}$$

Et l'on voit apparaître la quantité Q_s de l'équation (9.7) :

$$\Delta Q_t = \overline{\Phi_{adv}} + Q_s(1-\alpha) - \overline{G} \tag{9.23}$$

où $\overline{X}$ représente la quantité moyennée sur une journée de la grandeur X et ΔQ_t la quantité de chaleur emmagasinée par la couche d'inversion au cours de la journée. Pour que l'inversion soit détruite au cours de la journée, il faut que :

$$\Delta Q_t > Q \tag{9.24}$$

où Q est issue de l'équation (9.3).
Ainsi, *à condition qu'on néglige* $\overline{\Phi_{adv}}$, on vérifie bien que pour que l'inversion thermique soit détruite dans la journée, il faut que

$$Q_s = \frac{Q + \overline{G}}{(1-\alpha)} > Q \tag{9.25}$$

car G est toujours positif dans la journée puisque le sol se réchauffe. Cette dernière inégalité correspond bien au critère (9.8).

Cette dernière équation souligne par ailleurs le fait que toute l'énergie fournie par le Soleil n'est pas utilisable uniquement pour la destruction de l'inversion thermique. Elle tient compte de l'albédo du sol et de l'accumulation de chaleur dans le sol.

En revanche, pour rester valable, ce critère suppose que le flux thermique advecté $\overline{\Phi_{adv}}$ dans l'intérieur de la vallée sur la durée d'une journée reste négligeable. Or cette affirmation est généralement fausse d'après [Fast *et al.*, 1996] qui montrent que la répartition énergétique entre Q et Φ_{adv} (dénotés différemment) est d'environ 65% contre 35%. [Whiteman *et al.*, 1996] conclut à un ratio plus favorable (environ 90% pour Q). Ainsi, cette répartition dépend elle fortement du type de vallée ou de bassin et de la situation exacte (période de l'année et conditions synoptiques).

Toutefois, pour une vallée et en moyenne sur une journée, [Kondo *et al.*, 1989] évaluent $\overline{\Phi_{adv}} = 0.11Q$. Ainsi, la relation 9.24 fournit, *sans négliger les effets d'advection* :

$$Q_s = Q\frac{(1-\beta)}{(1-\alpha)} + \underbrace{\frac{\overline{G}}{(1-\alpha)}}_{>0} \tag{9.26}$$

où $\beta = 0.11$. Ainsi la relation $Q_s > Q$ est correcte si $\beta < \alpha + \frac{\overline{G}}{Q}$ ce qui est toujours vérifié dans la pratique (selon [Kondo *et al.*, 1989], $\frac{\overline{G}}{Q} = 0.35$). Ainsi, même si les valeurs de ces ratios nécessiteraient d'être évalué sur notre cas, il semble que la condition $Q_s > Q$ soit valable en toute circonstance, ce qui justifie le critère de destruction de l'inversion.

Conclusion

Pendant cet épisode de pollution, la CLA des vallées Grenobloises comporte donc une inversion thermique jusqu'à environ 1500m d'altitude en fin de nuit.

On distingue deux échelles de temps caractéristiques de son évolution : le cycle journalier, et la durée totale de l'épisode, lorsque l'inversion est persistante.

Au cours d'un cycle journalier, au coeur de l'épisode :

La nuit, cette couche d'inversion est entièrement stable du sol jusqu'à son sommet, ayant une stabilité très forte ($\partial_z\theta > |\gamma_{adiab}|$). La CLA subit une période de réchauffement à partir du lever du Soleil et jusqu'à ce que le bilan thermique net reçu au sol s'inverse, soit jusqu'à $14h$ environ. Elle subit une période de refroidissement à partir de 14h puis pendant toute la nuit jusqu'au lever du Soleil.

Pendant la phase de refroidissement, l'inversion s'intensifie (d'une dizaine de degrés) et s'épaissit (d'environ 350m). Lors de la première partie de cette phase, les effets radiatifs sont dominants ce qui engendre un refroidissement très rapide des basses couches et un profil de température potentielle de forme hyberbolique. Dans la seconde partie de cette phase (en fin de nuit), les effets turbulents (engendrés par le flux de chaleur sensible) deviennent progressivement plus importants, le refroidissement s'opère alors plus lentement et le profil de température potentielle se linéarise. Les vents catabatiques semblent jouer un rôle dans la première partie de cette phase de refroidissement, en revanche les vents de vallée joue un rôle dans la seconde partie. On s'attend donc à ce que l'inversion soit d'autant plus épaisse que les vents de vallée sont intenses (et cisaillés et turbulents) ; son épaissemement réduisant par ailleurs la stabilité moyenne de la couche d'inversion. Par ailleurs, les vents catabatiques apportant de l'air froid en fond de vallée et augmentant l'intensité $\Delta\theta$ de l'inversion, plus les vents catabatiques sont intenses, plus l'inversion sera intense. On peut alors imaginer que le ratio $\frac{V_{catabatique}}{V_{vallee}}$ détermine les caractéristiques de l'inversion, et notamment son gradient moyen $\frac{\Delta\theta}{h_i}$. Des comparaisons dans différentes vallées sont néanmoins nécessaires pour évaluer ce lien et vérifier cette assertion (ce qui n'est pas réalisable dans cette étude).

Pendant la phase de réchauffement, une couche convective prend naissance sous la couche d'inversion. Elle reste néanmoins confinée sur une très faible épaisseur (de 50 à 100 mètres). Elle contient alors un vent de vallée montant pendant les 2 à 3 heures les plus chaudes de la journée. Le reste de la couche reste très stable et est le lieu d'un vent de vallée descendant qui se maintient toute la journée, même

si son intensité augmente en période nocturne. Pendant cette phase de réchauffement, l'inversion est réduite (mais non détruite) : son intensité perd alors une dizaine de degrés. L'inversion est également réduite en épaisseur, à la fois par son sommet et par sa base. L'épaisseur de l'inversion diminue alors d'environ 300m. La réduction de l'inversion se fait par un mécanisme de type 2 de la classification de [Whiteman, 1982] : l'expansion de la couche convective est limitée et c'est surtout le sommet de l'inversion qui diminue en altitude, du fait de faibles mouvements de subsidence engendrés par des vents anabatiques. Dans la vallée du Grésivaudan, un autre mécanisme vient s'ajouter, du fait de la géométrie du site, et engendre un réchauffement du centre de la couche d'inversion. Ce réchauffement est effectué par un vent en forme de spirale descendante. Son existence semble favorisée voire conditionnée par un régime de Sud, qui peut correspondre à un régime de Foehn sur la région Grenobloise (le vent provenant alors des régions au Sud du plateau du Trièves).

L'analyse montre que l'inversion n'est pas détruite au cours d'un cycle de 24h, contrairement aux mesures effectuées par [Whiteman, 1982] dans de nombreuses vallées de l'Ouest américain. Ceci semble une particularité de la période hivernale, qui induit un faible flux solaire. On montre que si la quantité d'énergie requise pour la destruction de l'inversion est trop importante ($F_{d_{SR}} > F_{s_{max}}$), celle-ci ne sera pas totalement détruite au cours d'une journée. L'étude du flux minimal de destruction montre que l'inversion est **persistante** pendant toute la durée d'un épisode de pollution. Un critère pratique et prédictif[6] sur la vallée Grenobloise est également mis au point.

Au cours de l'épisode (d'une durée variant entre 4 et 14 jours) :

L'inversion subit une évolution particulière : Au début de l'épisode, une inversion d'altitude se forme. Cette inversion d'altitude permet alors un découplage entre CLA et TL. Ce découplage permet à l'inversion de basses couches créée la nuit de s'intensifier et de s'épaissir jusqu'à rejoindre l'inversion d'altitude. Une inversion intense et épaisse se forme donc. Cette inversion s'intensifie encore progressivement jusqu'à dépasser un seuil critique de persistance au delà duquel l'énergie solaire fournie pendant la journée n'est plus suffisante pour contrebalancer les effets de l'intensification nocturne. Pendant le coeur de l'épisode, l'inversion est ainsi persistante et la dynamique locale l'est également : elle subit peu de variations au cours d'un cycle de 24h. Le changement de régime de temps et la sortie de la période anticyclonique induisent une variation de la température et/ou de la stabilité de la TL, ce qui engendre une réduction progressive de l'inversion, qui peut à nouveau être totalement détruite au cours d'une journée. Cet évênement marque la fin de l'épisode.

[6] Dans le sens où la connaissance des températures en début de matinée permet d'inférer le comportement de l'inversion pour la journée à venir.

Conclusion générale et Perspectives

Conclusion générale

Cette thèse se focalise sur divers processus présents dans la Couche Limite Atmosphérique (CLA) stable et hivernale dans les vallées. Nous analysons pour cela des simulations numériques de type LES, réalisées avec les codes ARPS et MesoNH. Dans une première partie, l'étude porte sur les processus de petite échelle et l'analyse est faite sur une vallée de topographie idéalisée. Dans une seconde partie, nous nous intéressons aux processus dominants dans la CLA des vallées Grenobloises, en période critique du point de vue de la pollution aux PM10.

Les simulations menées en vallée idéalisée montrent la présence de vents catabatiques sur les pentes, engendrés par le refroidissement radiatif du sol. Ils atteignent une intensité maximale de quelques m/s environ 10m au dessus du sol et ont une épaisseur d'environ 100m. Ces vents catabatiques s'avèrent non stationnaires et exhibent des pulsations temporelles à une fréquence donnée par la relation de [McNider, 1982]. Ils sont inhomogènes, même sur une simple pente avec un couvert uniforme, en raison de leur interaction avec le "lac d'air froid". Ils sont également dynamiquement instables ($Ri < 0.25$) dans les 60 premiers mètres au dessus du sol et statiquement instables dans leur partie supérieure. Ils induisent donc du mélange turbulent. La quantification de ce mélange par une méthode adaptée de [Winters *et al.*, 1995] a montré que la diffusivité turbulente évolue proportionnellement au carré du nombre de Froude et décroît avec la stabilité ambiante comme $\frac{A}{N^4} + \frac{B}{N^5}$ (où A et B sont des constantes déterminées par régression, et N la fréquence de Brunt-Väisälä). Cette dépendance peut permettre une évaluation du flux turbulent engendré par ces vents, dont la détermination est critique dans les bilans énergétiques. [Whiteman *et al.*, 1996] montre en effet que le bilan thermique de la CLA d'un bassin est non équilibré et que le flux de chaleur sensible est trop faible, d'environ $50 W/m^2$. Ces auteurs suggèrent que la différence provient de la turbulence des vents catabatiques. Une diffusivité turbulente de l'ordre de $1.5 m^2/s$ permettrait d'expliquer cette différence et cette valeur correspond aux ordres de grandeur obtenus dans notre étude.

Par ailleurs, en perturbant la CLA stable, ces vents génèrent des ondes de

gravité internes dans toute la CLA de la vallée. Ces ondes sont initialement émises par la zone de front entre les deux courants catabatiques en fond de vallée ; puis se forment tout le long des pentes et se propagent perpendiculairement à l'axe de la vallée. La fréquence ω de ces ondes s'avère uniquement dépendante de la stratification ambiante et pas de l'inclinaison des pentes ni même de la forme générale de la topographie. Elle est notamment indépendante de la pulsation propre des vents catabatiques, bien que ce soit eux qui leur donnent naissance. Elle suit une loi du type $\frac{\omega}{N} = cte$ et nos simulations fournissent une valeur de la constante entre 0.7 et 0.95, de façon cohérente avec les résultats expérimentaux récents de [Flynn et Sutherland, 2004] et [Aguilar et Sutherland, 2006]. L'explication proposée est que cette fréquence correspond à un flux d'énergie maximal transféré aux ondes par le vent. Cette hypothèse revient à dire que le vent minimise ainsi son énergie potentielle.

La dynamique de la CLA des vallées Grenobloises par conditions très stable a ensuite été étudiée de façon détaillée.

L'analyse des mesures disponibles grâce au réseau local a montré que tous les épisodes de pollution hivernale aux PM10 sur la région Grenobloise se déroulent par conditions anticycloniques. Ces anticyclones sont associés à une advection de masse d'air chaud à l'échelle synoptique, qui engendre l'apparition d'inversions thermiques *persistantes* (qui perdurent entre 4 et 14 jours). Les inversions thermiques sont ensuite responsables de l'accumulation des particules polluantes émises sur le site : on montre en effet que la concentration en PM10 est controlée à 80% par la stabilité atmosphérique. On montre également qu'une très forte stabilité induit systématiquement un épisode de pollution particulaire ; et que 90% des épisodes de pollution sont induits par ces inversions thermiques persistantes, ce qui fait de Grenoble un site particulièrement sensible aux conditions locales du point de vue de la qualité de l'air (notamment plus que d'autres sites, même en zone de montagne, rapportés dans la littérature, par exemple par [Triantafyllou, 2001]). Ces épisodes de pollution sévère représentent une forte proportion de la période hivernale (environ un tiers), ce qui s'explique par la fréquence élevée des anticyclones sur la région. L'évolution de ces épisodes est totalement conditionnée par les régimes de temps, par leur durée et leurs caractéristiques.

Une analyse détaillée de l'évolution des inversions thermiques fait ressortir *deux échelles de temps caractéristiques* qui sont la durée de l'épisode anticyclonique et celle d'une journée. Les mécanismes responsables de l'évolution de l'inversion sur ces deux échelles de temps sont très différents.

Sur toute la durée d'un épisode : Le début de l'épisode correspond à l'advection synoptique d'une masse d'air chaud (dûe au changement de régime de temps), qui crée une inversion d'altitude. Cette inversion d'altitude est à l'origine d'un découplage entre CLA et la Troposphère Libre (TL), qui permet à une inversion de basses couches de se créer dans la période nocturne. Lors de ces périodes hivernales, le flux solaire reçu au sol est insuffisant pour contrebalancer les effets du refroidissement nocturne et l'inversion s'épaissit de jour en jour pendant une phase d'intensification

(qui peut durer quelques jours). S'ensuit une phase de stagnation de l'état de l'inversion lorsque l'épisode est suffisamment long. Puis, l'advection synoptique d'une masse d'air froid détruit l'inversion d'altitude et augmente le couplage entre CLA et TL. L'inversion est alors progressivement réduite jusqu'à disparaître complètement au cours d'une après-midi. Cette phase de destruction s'accompagne souvent de précipitations qui se combinent à l'accroissement de la ventilation pour réduire les concentrations en PM10.
Au cours de cette évolution, lorsque l'inversion est établie, celle-ci subit un cycle diurne marqué : Elle est réduite au cours d'une courte période de réchauffement (en milieu de journée) mais non détruite. L'atmosphère reste alors intégralement stable même si cette stabilité diminue. Cette réduction est de type II au sens de la classification de [Whiteman, 1982] : l'inversion est essentiellement réduite par subsidence du sommet et peu par augmentation de l'épaisseur de la couche convective dont l'extension verticale reste faible (50m). Par ailleurs, lors d'un régime de vent de Sud, un mécanisme de réduction de l'inversion vient s'ajouter et affecte la stabilité de la partie centrale de la CLA. L'inversion est ensuite intensifiée au cours d'une longue période de refroidissement (la fin de l'après-midi et la nuit). La stabilité peut alors devenir extrême ($\partial_z \theta \approx 22$ K/km) sur toute la hauteur de la CLA. Cette intensification se fait en deux phases : la première partie de la période est dominée par les effets radiatifs et l'influence des vents catabatiques, ce qui résulte en un profil de température quasi-hyperbolique. La seconde partie de la période est dominée par les effets turbulents (associés au flux de chaleur sensible) liés au vent de vallée, et le mélange turbulent linéarise les profils.
Pendant la phase de stagnation de ces inversions, la CLA comporte une inversion sur toute sa hauteur (jusqu'à 1500m dans le cas de l'épisode $E6$ le plus stable de l'année étudiée). En situation hivernale, les vallées Grenobloises ont alors des similitudes avec d'autres vallées de très large extension (vallées du Colorado), notamment dans les caractéristiques de leurs inversions qui sont intenses et épaisses et dans les mécanismes qui les intensifient (qui sont contraire à ceux présents dans les bassins décrits par exemple par [Clements *et al.*, 2003]). L'analyse montre également que les vents de vallées semblent jouer un rôle important dans la *formation* de l'inversion, ce qui n'est pas décrit dans les modèles classiques de [Whiteman, 1986] et [Kondo *et al.*, 1989]. Un modèle conceptuel a par ailleurs été élaboré dans cette étude et constitue une extension du modèle de [Kondo *et al.*, 1989]. Ce modèle montre que l'inversion thermique ne pourra pas être détruite au cours d'une journée si le flux nécessaire à sa destruction en début de matinée est supérieur au flux solaire maximal reçu au cours de la journée. Dans ce type de situation, on a alors une inversion persistante qui ne peut être détruite que par un changement de régime de temps (et l'advection synoptique d'une masse d'air froid). Son application pratique sur Grenoble a montré qu'il est extrêmement improbable qu'on ait une inversion thermique persistante entre les mois d'avril et septembre (inclus) ; mais que les inversions thermiques persistantes sont fréquentes de novembre à janvier. Il peut aussi fournir un critère prédictif sur l'occurence de la destruction d'une inversion durant une journée.

Du point de vue dynamique, nous avons quantifié le couplage entre la CLA et la TL à l'aide d'un nombre de Froude (Fr), défini sur la vitesse au sommet de la couche limite, l'épaisseur de la couche d'inversion et la fréquence de Brunt-Väisälä moyenne sur la couche d'inversion. Une transition est observée autour d'un nombre de Froude critique. Plus exactement, lorsque $Fr > 0.30$, l'influence du vent synoptique s'étend jusqu'au sol en étant canalisé dans les vallées et aucun vent thermique n'est observé. En revanche, lorsque $Fr < 0.06$, la CLA est constituée d'un système de vents de vallées thermiques sur toute sa hauteur et la dynamique locale est indépendante du régime synoptique. Dans ce cas, cette dynamique s'avère propre au site, structurellement déterminée par sa morphologie, et composée de courants locaux engendrés par refroidissement du sol. Le nombre de Froude critique correspond à une situation d'inversion thermique ($\partial_z \theta \approx 12$ à 20K/km) et à un vent synoptique faible (environ 5 m/s), de façon cohérente avec les résultats de la campagne ASCOT ([Barr et Orgill, 1989] ou [Gudiksen *et al.*, 1992]). L'étude de simulations numériques d'un échantillon de 5 épisodes a montré que lors d'épisodes anticycloniques par temps clair, engendrant une inversion et des pics de pollution aux PM10, la CLA était alors totalement découplée de la TL (Fr très faible). La circulation locale est ainsi toujours similaire et constituée de courants bien identifiés qui créent une circulation inter-vallées au sein de l'ensemble des 4 vallées du site Grenoblois. Par ailleurs, lors des périodes de découplage, l'atmosphère des vallées Grenobloises s'avère similaire en hiver et en été (la nuit). Notamment, elle possède une structure en couche dans laquelle on distingue : la CLA, une zone de transition influencée par le régime synoptique et la TL. Le système de vents de vallées est exclusivement compris dans la CLA (la comparaison aux mesures de [Couach, 2002] montre toutefois que ces vents sont plus intenses en hiver (7 à 8m/s) qu'en été (2 m/s)).

L'étude détaillée d'un épisode sélectionné pour sa représentativité ($E6$), met en avant une CLA à son tour subdivisible en plusieurs couches. Chacune de ces couches est associée à un courant thermique qui prend sa source dans une des vallées du complexe orographique et s'écoule ensuite dans les autres. L'atmosphère des vallées Grenobloises est ainsi gouvernée par 4 courants thermiques principaux. Ils s'écoulent de façon quasi-horizontale, selon leur densité. De ce fait, les profils verticaux de vitesse présentent plusieurs jets (généralement 3 ou 4), ce qui ne correspond pas à la description classique du vent de vallée nocturne composé d'un seul jet dans l'axe de la vallée. Ces courants se dirigent tous vers la plaine adjacente sous l'effet d'un gradient de pression entre les vallées et la plaine. Les pentes des massifs montagneux sont par ailleurs soumises à des vents catabatiques, notamment les pentes du massif de Belledonne (le plus haut en altitude et ayant les pentes les plus longues). La méthodologie de [Allwine et Whiteman, 1994] a été utilisée pour cartographier la région Grenobloise et déterminer les zones de stagnation, de recirculation et de ventilation. On note que certaines zones sont bien ventilées, même près du sol, bien que la situation soit très fortement stable, ce qui montre que l'étude de la dispersion des polluants doit nécessairement prendre en compte les spécificités de ces vents locaux. La géométrie du site induit par ailleurs des recirculations horizontales de

moyenne échelle (de l'ordre de plusieurs centaines de mètres à quelques kilomètres), notamment au Nord-Est et au Sud-Est de l'agglomération. D'autre part, certaines zones de la CLA, notamment près du sol, sont soumises à des vents très faibles dans des couches piégées entre 2 couches très stables, ou entre le sol et une couche stable. Les particules sont alors soumises à des effets de stagnation. Certaines zones de *stagnation critique* ont ainsi été mises en évidence, essentiellement au Sud de la région Grenobloise.

L'ensemble de ces résultats peut être synthétisé par une schématisation des liens de causalité qui conduisent aux épisodes de pollution particulaire dans la région Grenobloise, *lorsque ceux-ci sont induits par les conditions locales*, ce qui représente la grande majorité des cas (90% sur la période étudiée). La figure 9.25 résume ces liens de causes à conséquences. Chaque implication entre phénomène est représentée par une flèche. En bleu figurent les numéros des chapitres où la thématique est étudiée.

Perspectives

Les analyses de [Whiteman et McKee, 1982] et [Whiteman *et al.*, 1999c] suggèrent que la couverture neigeuse a une incidence forte sur le comportement des inversions. Pendant les périodes hivernales étudiées ici, les sols ont été modélisés sans aucune couverture neigeuse. Pourtant, la neige est très fréquemment présente dans la région Grenobloise. Il semble de première priorité d'étudier l'influence de la neige sur la dynamique, en particulier :

1. Comment le régime de vents est modifié en présence de neige ?
2. Comment l'inversion thermique est modifiée (en épaisseur, en intensité, en structure) en présence de neige ?

Par ailleurs, des effets d'ilôt de chaleur urbain sont fréquemment constatés autour des agglomérations ([Masson *et al.*, 2008]) et induisent généralement un réchauffement des basses couches et une circulation locale à l'échelle de la ville. Dans le cas de Grenoble, cette circulation doit interagir avec le système de vents de vallées. L'effet de réchauffement doit par ailleurs être une source supplémentaire de destruction des inversions. L'analyse de simulations dans une configuration identique mais en l'absence de l'agglomération Grenobloise pourrait nous permettre de quantifier son impact.

L'analyse de trajectoires de traceurs Lagrangiens peut également améliorer la description dynamique faite au cours de cette thèse. Elle peut notamment permettre de :

1. Visualiser les zones de recirculations/stagnations.
2. Evaluer le taux de transfert de particules entre les différentes couches et le relier aux instabilités et à la turbulence engendrées aux interfaces.
3. Estimer les trajectoires près des pentes et évaluer le rôle et l'influence des catabatiques.

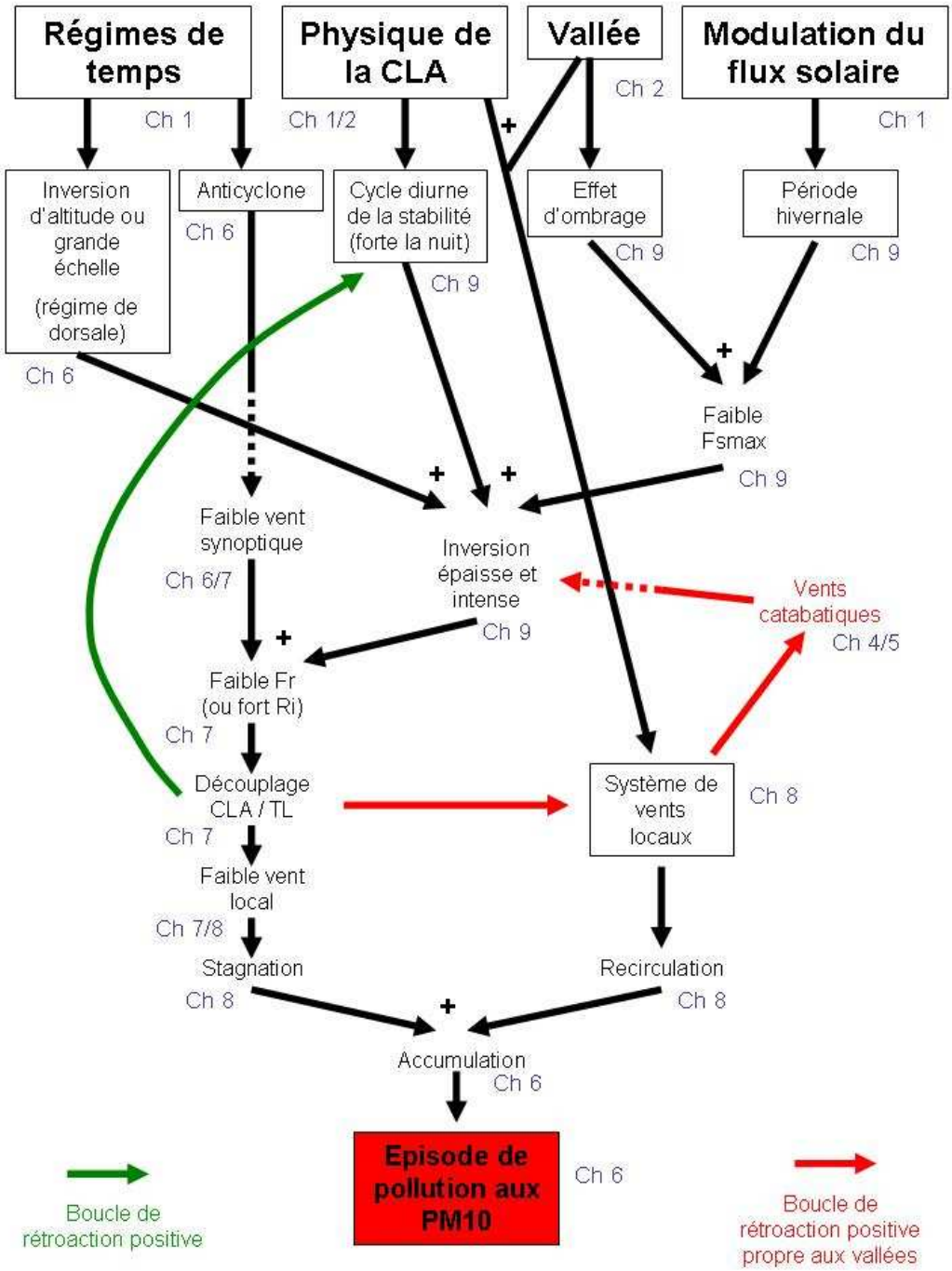


FIG. 9.25 – Schéma des implications entre phénomènes menant à un épisode de pollution aux PM10, **lorsque celui-ci est induit par les conditions locales et une inversion (90% des cas)**. Chaque flèche désigne une implication. Chaque '+' signifie que la cause doit être additionnée à une ou plusieurs autres causes pour produire la conséquence. En bleu figurent les numéros des chapitres où la thématique est étudiée.

Une analyse de traceurs Lagrangiens peut également permettre de déterminer l'origine des masses d'air responsables du mécanisme de destruction d'inversion par régime de Sud et ainsi d'améliorer la compréhension de ce phénomène.

Enfin, un calcul et une analyse des séries temporelles du nombre de Froude peut permettre de déterminer le seuil de découplage avec plus de précision et également de décrire l'évolution des épisodes de pollution en termes de découplage entre CLA et TL (qui doit être très fort au début de chaque épisode et augmenter avant le changement de régime qui met fin à l'épisode).

Par ailleurs, une implication possible de cette étude peut être en lien avec des scénarios d'évolution climatique : l'évaluation de la probabilité d'obtenir un épisode de pollution aux PM10 peut être calculée pour chaque régime de temps sur les 10 années passées (les données météo sont disponibles). Ce lien statistique pourrait être extrapolé pour les années futures à l'aide des prévisions de projections climatiques, qui prévoient une évolution sensible de la probabilité d'occurence de chaque régime de temps.

Annexes

Annexe A

Analyse de l'épisode $P10$

L'épisode de mars 2007 semble singulier puisqu'il est considéré comme un épisode pollué mais pas comme un épisode stable. On peut donc supposer que la pollution particulaire observée provient en majeure partie d'un transport régional de particules, tout du moins dans une proportion plus forte que la normale.

Remarque : Rappelons néanmoins que la stabilité de la période correspondante est tout de même relativement élevée (épisode dénoté $S10$), avec la particularité d'un cycle journalier très marqué et des valeurs extrêmes importantes mais une valeur moyenne faible (relativement à la moyenne hivernale).

Rétrotrajectoires

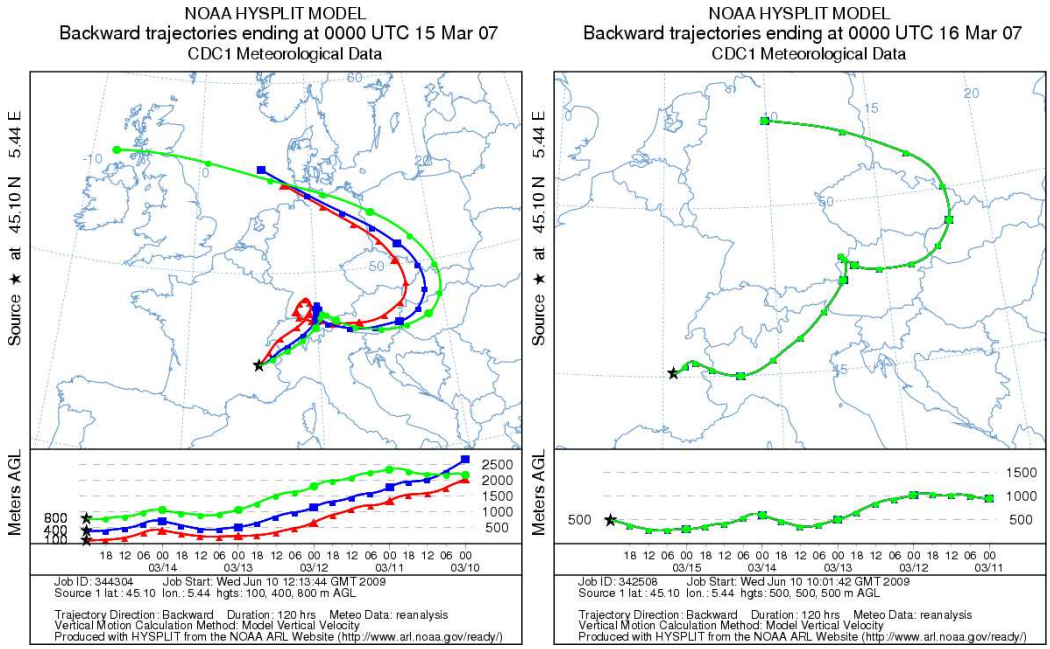
Pour examiner cette hypothèse, on utilise le logiciel de calcul de rétro-trajectoires du NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration), HYSPLIT. Ce logiciel permet de déterminer le parcours de particules se retrouvant en un lieu donné en une date donnée à l'aide d'archives réanalysées.

Le calcul effectué pour l'épisode P10 montre que 3 particules se retrouvant à 500 mètres au dessus de l'agglomération Grenobloise le 16 mars 2007 ont suivi les trajectoires de la figure A.1a les 5 jours précédents. De même, 3 particules se retrouvant respectivement à 100, 400 et 800 mètres au dessus de Grenoble le 15 mars 2007 ont suivi les trajectoires de la figure A.1b. Ces particules sont donc passées au dessus de l'Allemagne, du sud de la Pologne, de la Slovaquie et de l'Autriche avant de se retrouver dans la plaine du Pô puis au dessus de Grenoble.

Cartes méso-échelle

Les archives des prévisions numériques effectuées par PREVAIR fournissent les champs de PM10 sur l'Europe pour ces dates.

A l'aide de ces cartes (cf figure A.2), on constate que les masses d'air arrivant sur Grenoble pendant la journée du 16 mars ont traversé des zones assez polluées aux PM10, alors qu'elles étaient à des altitudes comprises dans la couche limite. Il



(a) (b)

FIG. A.1 – Retrotrajectoires sur 5 jours de l'épisode P10 pour la date du 15 mars (a) et celle du 16 mars (b).

est donc probable qu'une partie non négligeable de la concentration observée sur Grenoble ait été transportée par ces masses d'air.

Bilan

Cette méthode d'inspection se base cependant uniquement sur les trajectoires des masses d'air mais ne permet de quantifier dans quelle mesure cet apport extérieur peut expliquer la pollution locale. Elle ne peut donc prétendre affirmer que le transport longue distance est responsable de l'épisode mais seulement de supposer que les effets non locaux sont aussi à prendre en considération dans cet épisode, et qu'ils peuvent être significatifs.

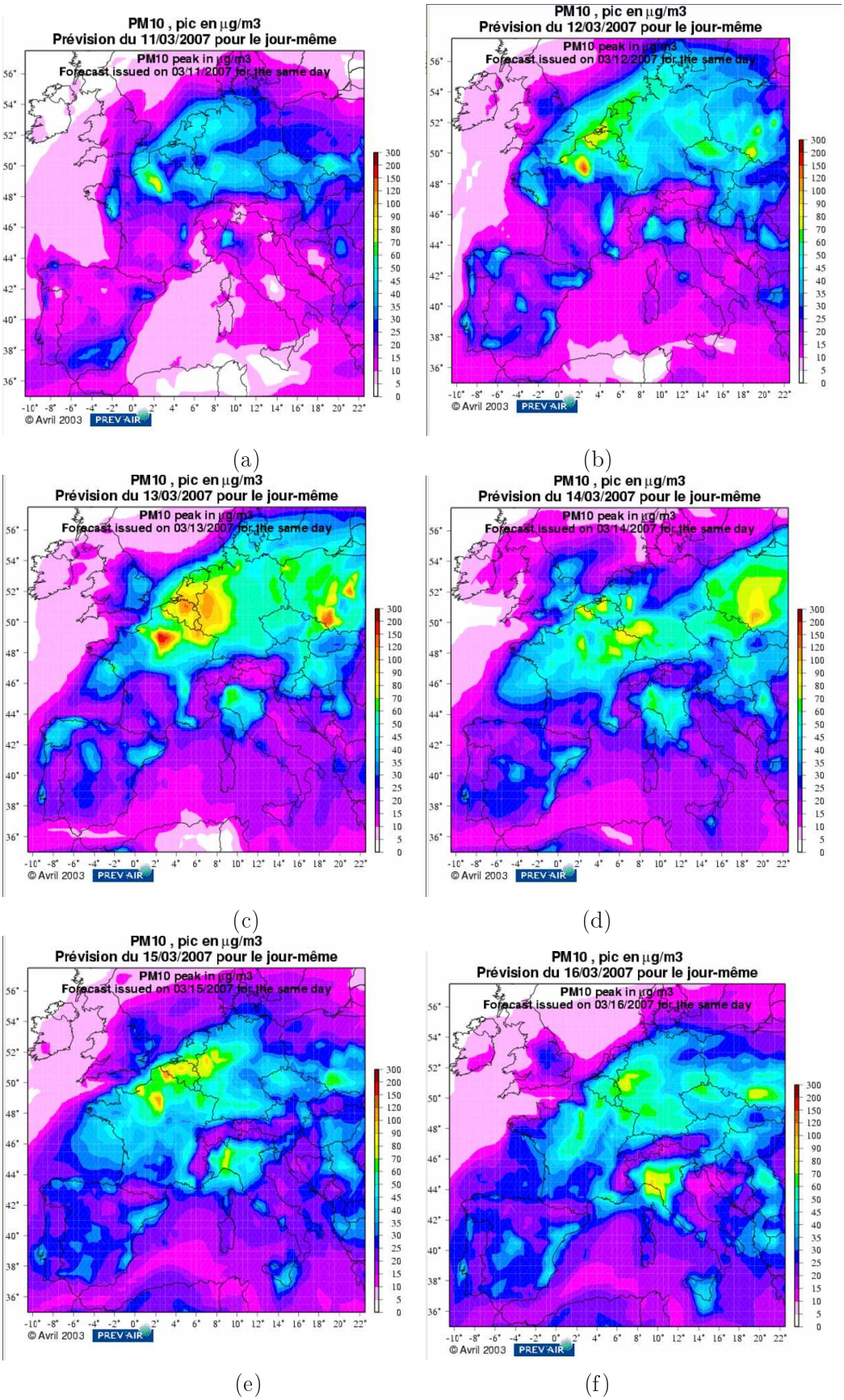


FIG. A.2 – Prévision à un jour des champs de PM10 sur l'Europe pour la période de l'épisode P10.

Annexe B

Evolution synoptique au cours d'un épisode

Les 5 épisodes $E1$, $E5$, $E6$, $E7$, $E8$ ne s'inscrivent pas tous dans le même contexte synoptique. On peut en effet distinguer 3 types d'évolution en fonction du régime de temps associé (NAO, régime de dorsale ou régime de blocage).

1. Les épisodes E5 et E7 suivent une évolution du type de celle de la figure B.1. Tout l'épisode a lieu sous un régime NAO (phase positive ou négative). Le début de l'épisode est alors marqué par l'arrivée sur la France de l'anticyclone des Açores. La fin est marquée par une migration du front froid vers le Sud, l'arrivée d'une perturbation d'Ouest et des précipitations.
2. Les épisodes E1 et E8 suivent une évolution du type de la figure B.2. L'épisode a lieu lors d'un régime de dorsale (c'est le cas de E8) ou est initié après un régime de dorsale (cas de E1). En conséquence, une goutte froide descend sur l'Europe et amène des masses d'air scandinaves et polaires. L'épisode correspond à la migration vers la France d'un anticyclone initialement présent à l'Ouest de la Grande Bretagne, soit à l'advection d'une masse d'air chaud au dessus d'une masse d'air très froid initialement présente. Ceci engendre une inversion thermique marquée en altitude et une stabilité très forte. La fin de l'épisode est due à l'arrivée d'une dépression et de précipitations.
3. Enfin, l'épisode E6 est initié sur un régime de blocage. Il suit l'évolution de la figure B.3. L'épisode correspond alors à l'étalement du centre anticyclonique sur la France. La fin correspond à une transition vers un régime NAO et l'arrivée d'une perturbation d'Ouest et de précipitations.

Par ailleurs, quel que soit le régime associé et l'évolution exacte suivie, le coeur de l'épisode est toujours associé à une situation fortement anticyclonique et à une période *sans précipitation*. La fin de l'épisode est par ailleurs toujours marquée par l'arrivée d'une perturbation nuageuse et de précipitations, qui "lessivent" l'atmosphère et réduisent les concentrations en PM10 (figure B.4) de façon cohérente avec les résultats de [Holst *et al.*, 2008].

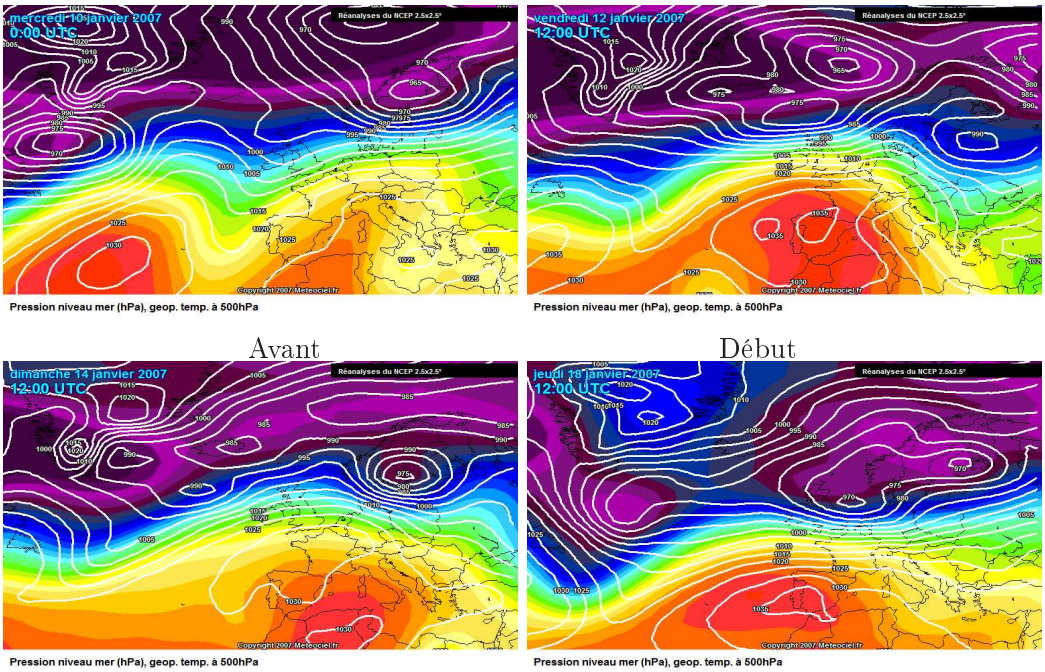


FIG. B.1 – Evolution du contexte synoptique au cours de l'épisode E7 (*régime NAO*). Données de réanalyses du *National Centers for Environmental Prediction* (NCEP).

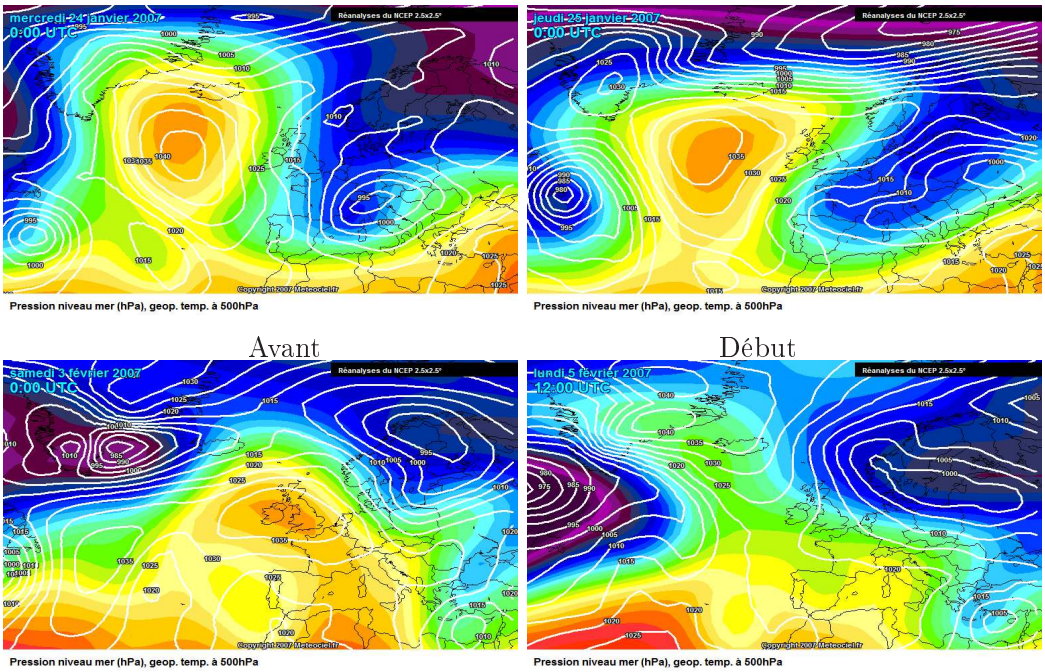


FIG. B.2 – Evolution du contexte synoptique au cours de l'épisode E8 (*régime de dorsale*). Données de réanalyses du NCEP.

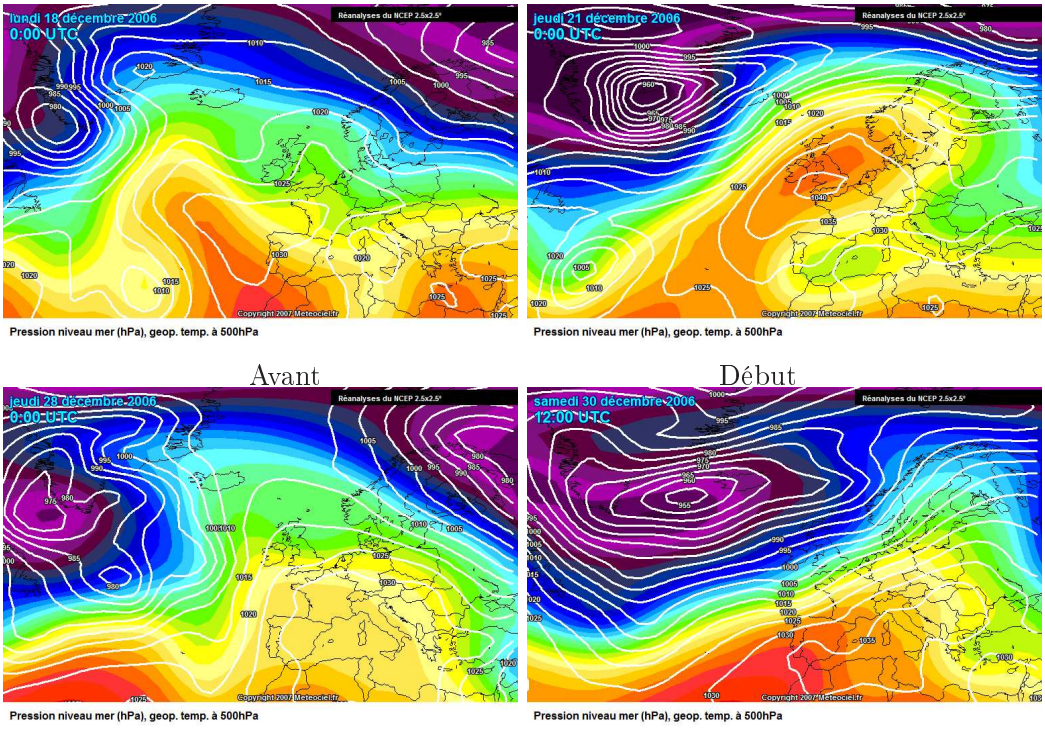
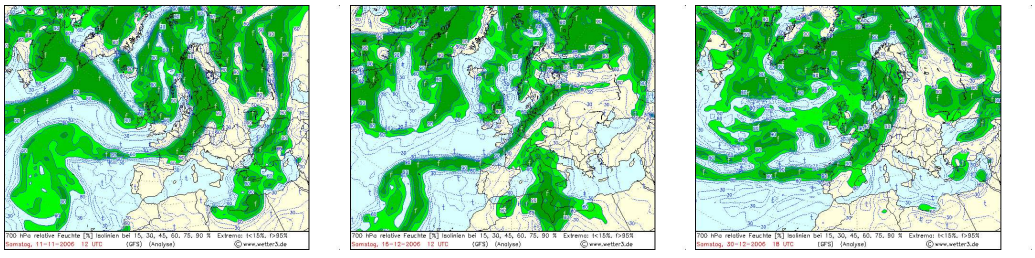


FIG. B.3 – Evolution du contexte synoptique au cours de l'épisode E6 (*régime de blocage*). Données de réanalyses du NCEP.



(a) (b) (c)

FIG. B.4 – Humidité relative à 700 hPa. Pénétration des fronts nuageux de la fin de l'épisode E1 -régime dorsale (a), E5 - régime NAO (b), E6 - régime blocage (c). Données du modèle opérationnel Wetter3

Annexe C

Analyse de sensibilité numérique

Introduction

Cette annexe présente une étude de sensibilité numérique réalisée sur l'épisode *E*6.

Sur cet épisode, nous effectuons un ensemble de tests de sensibilité numérique afin de déterminer une configuration optimale. Nous examinons notamment l'influence des conditions initiales et l'influence de la résolution verticale.
Nous cherchons à estimer l'influence des conditions numériques sur les résultats. Notamment, nous essaierons d'évaluer :

- Un temps de spin-up nécessaire au modèle pour que la dynamique qu'il prescrit ne dépende plus drastiquement des conditions initiales, non nécessairement physiques.
- L'influence de la résolution verticale du modèle, qu'on sait critique pour ce type de configuration très stable. L'objectif étant d'estimer la résolution verticale minimale nécessaire pour obtenir des résultats qu'on estimera convenables.

La validation du calcul de l'épisode sélectionné dans la configuration optimale, à l'aide des mesures issues des stations locales, sera effectuée dans le chapitre 8. L'analyse physique des résultats de cette simulation concernera les chapitres 8 et 9 .

1 Sensibilité aux conditions initiales

Dans les codes de calculs météo, l'initialisation est un processus complexe, particulièrement sur les régions à forts relief. Dans notre cas, les champs dynamiques (vent, pression, température, humidité) imposés au départ sont le résultat d'une interpolation à partir des données de l'ECMWF. Ces champs n'ont donc pas de consistance mathématique vis-à-vis des diverses équations de transport qui régissent la dynamique du code. Le calcul débute donc par une phase transitoire pendant laquelle la dynamique s'accorde progressivement avec les lois de la physique atmosphérique, l'écart à la physique diminuant progressivement dans le temps en une durée qu'on appelle *temps de spin-up numérique* du modèle.

Par ailleurs, les situations stables sont plus dures à gérer pour ces codes de calcul, dans le sens où la dépendance aux conditions initiales subsiste en général plus longtemps.

Dans ce paragraphe, nous cherchons à évaluer ce temps de spin-up afin de s'en affranchir dans l'analyse physique.

1.1 Simulations effectuées

La manière de procéder pour déterminer la durée du transitoire numérique que nous présenterons ici consiste à effectuer plusieurs calculs en faisant varier l'instant d'initialisation. Typiquement, on fait démarrer le calcul X heures avant la période qui nous intéresse. On fait varier le paramètre X et on compare les champs obtenus à un même instant t de la période d'intérêt. Dans ce but, on effectue plusieurs simulations de l'épisode $E6$ démarrant avant la période d'intérêt (période qui s'étend de 0h à 6h UTC le 28 décembre 2006). On note S_X la simulation démarrant X heures avant le début de la période d'intérêt. Le tableau C.1 résume les simulations effectuées.

Simulation	Instant d'initialisation	Période d'intérêt
S0	$0h$ UTC le 28 décembre	$0h - 6h$ UTC le 28 décembre
S6	$18h$ UTC le 27 décembre	$0h - 6h$ UTC le 28 décembre
S24	$0h$ UTC le 27 décembre	$0h - 6h$ UTC le 28 décembre

TAB. C.1 – Liste des simulations effectuées.

1.2 Comparaison des structures dynamiques

La comparaison des structures dynamiques[1] des simulations S_0, S_6 et S_{24} à 06 h UTC le 28 décembre montre que l'écoulement est très imilaire dans les 3 cas.

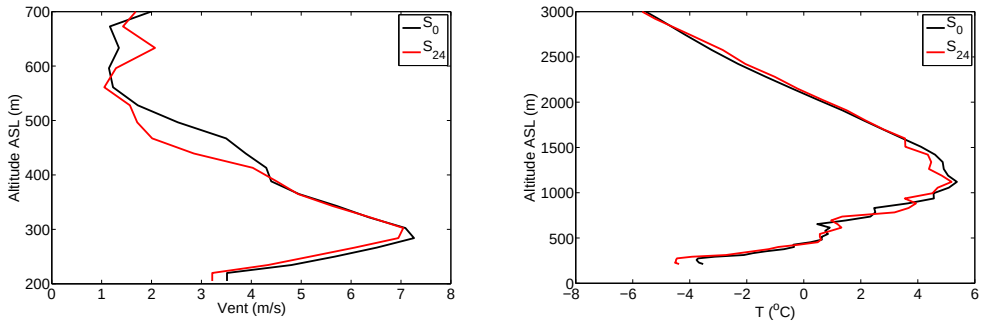
On y retrouve notamment les 4 courants thermiques principaux avec une géométrie et une intensité très comparables (cf figure C.1a). Le champ thermique est également prescrit de façon quasi-identique sauf dans les très basses couches (20 premiers mètres) où l'on note une température plus haute de 0.5 à 1^oC dans S_0 (cf figure C.1b) en raison d'une période de refroidissement artificiellement diminuée par rapport aux autres simulations.

1.3 Estimation du temps de spin-up numérique

On cherche ici à évaluer le *temps de spin-up*.

La figure C.2 montre l'évolution des profils verticaux de vent horizontal et de température en Grésivaudan entre $00h$ UTC et $06h$ UTC le 28 décembre. On voit clairement que la simulation S_{24} met en évidence une dynamique établie pour le

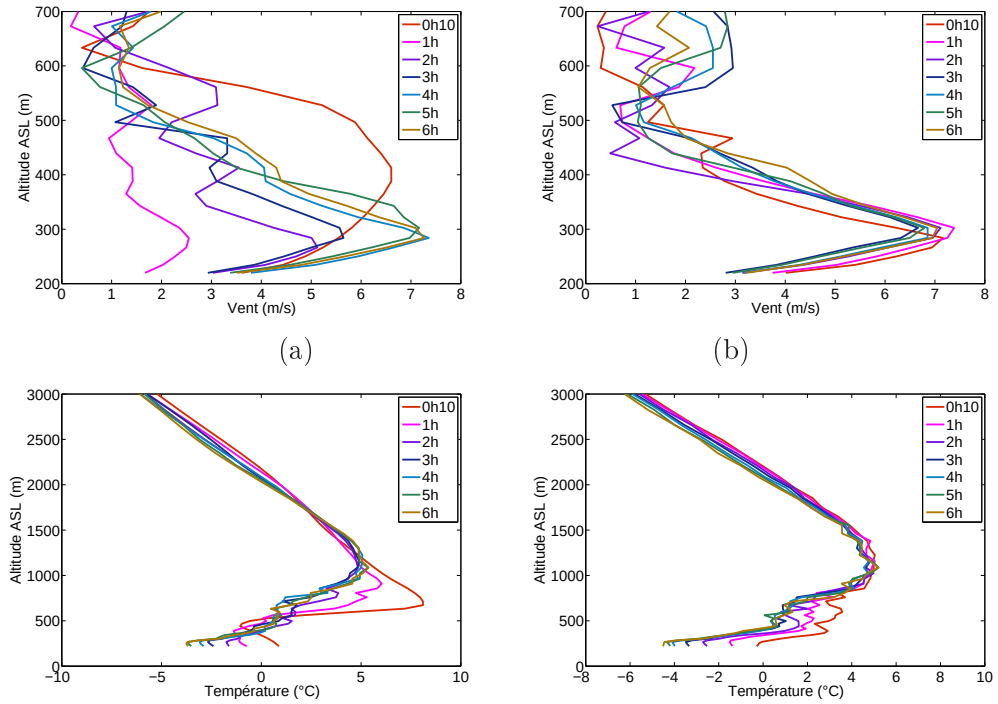
[1] Par *structures dynamiques*, nous faisons ici référence à l'organisation générale des courants principaux mis en évidence dans le chapitre 7.



(a) (b)

FIG. C.1 – a) Profil vertical de vent horizontal dans la vallée du Grésivaudan ($x = 23km$, $y = 24.33km$, cf figure 7.5) à $06h$ UTC pour S_{24} (rouge) et S_0 (noir). b) Profil vertical de T au même point à $06h$ UTC pour S_{24} (rouge) et S_0 (noir).

courant de fond (même si il subsiste des instationnarités) ; alors que dans la simulation S_0, cette dynamique met un certain temps à s'établir.



(a) (b)

(c) (d)

FIG. C.2 – Profil vertical de vent horizontal dans la vallée du Grésivaudan ($x = 23km$, $y = 24.33km$, cf figure 7.5) à différents instants pour S_0 (a) et S_{24} (b). Profil vertical de température à différents instants pour S_0 (c) et S_{24} (d).

Visuellement, on constate que dans S_0, l'établissement du régime pseudo-

stationnaire[2] dure environ 4 heures pour la vitesse et environ 1h30 pour la température : Après 4 heures (respectivement 1h30), les profils subissent en effet très peu de variations. Dans S_{24} en revanche, le régime est pseudo-stationnaire dès le départ, puisque le temps de mise en route numérique (qui semble valoir environ 4h d'après S_0) est dépassé, la simulation ayant démarrée 24 heures avant le début de S_0. Pour quantifier cet effet, on calcule :

1. La variation temporelle de la vitesse (moyennée sur la hauteur du courant de fond), par :

$$\left\langle \frac{dV}{dt} \right\rangle_z (t) = \frac{1}{Z_1 - Z_0} \int_{Z_0}^{Z_1} \frac{dV}{dt}(z,t)dz \tag{C.1}$$

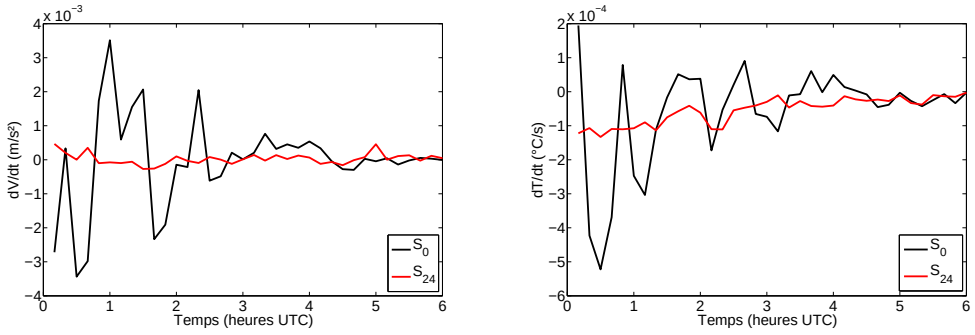
   Z_0 étant l'altitude du fond de vallée ($250m$) et $Z_1 = 500m$.

2. la variations temporelle de la température (moyennée sur la hauteur de couche d'inversion), par :

$$\left\langle \frac{dT}{dt} \right\rangle_z (t) = \frac{1}{Z_2 - Z_0} \int_{Z_0}^{Z_2} \frac{dT}{dt}(z,t)dz \tag{C.2}$$

   Z_0 étant l'altitude du fond de vallée ($250m$) et $Z_2 = 3000m$

On constate un comportement différent de ces variations temporelles dans les deux simulations, comme le montre la figure C.3.



(a) (b)

FIG. C.3 – Variation temporelle de vitesse (a) et température (b) dans les simus S_0 (noir) et S_{24} (rouge).

– Dans S_{24}, les variations de vitesse et de température sont faibles : $\approx 0.4m/s/h$ pour la vitesse et $\approx 0.19^{\circ}C/h$ pour la température. Le régime peut être considéré comme quasi stationnaire ou faiblement variable.

[2] Plus exactement, du régime transitoire physique non numérique.

– Dans S_0, ces variations sont fortes au début de la simulation : $\approx 4.5m/s/h$ pour la vitesse et $\approx 0.5^{\circ}C/h$ pour la température ; puis s'amoindrissent avec le temps. On a donc clairement mise en évidence d'un régime transitoire numérique et dû à l'initialisation (puisque non apparent dans la simulation longue).

On constate que ces variations temporelles deviennent similaires au bout d'une durée

$$\tau_{spin-up} \approx 4h \tag{C.3}$$

Cette méthode corrobore le constat visuel qu'on peut aisément faire sur les profils de la figure C.2. Nous considérerons donc qu'au bout de 4h, les champs ne sont plus sous l'influence de l'initialisation numérique et ont une consistance physique.

2 Sensibilité à la résolution verticale

2.1 Simulations effectuées

On effectue différentes simulations en ne faisant varier que le maillage vertical, c'est à dire la résolution verticale et également le nombre de mailles présentes sur la verticale de façon à ce que le toit du domaine soit approximativement toujours située à la même altitude (aux environs de 10 km). Les autres conditions de ces simulations sont identiques à l'exception du pas de temps qui est fixé de manière à respecter le critère CFL ($\delta t < 0.5 \cdot \frac{dz}{|w|_{max}}$ avec les schémas de discrétisation utilisés). Le tableau C.2 résume les différentes simulations effectuées :

Simulation	Heure début (UTC)	Heure fin (UTC)	$nx = ny$	nz	$dx = dy$	dz_{soil}	δt
$S6 - dz30$	18h (27-12-06)	8h (28-12-06)	90	50	333	30	1
$S6 - dz15$	18h (27-12-06)	8h (28-12-06)	90	60	333	15	1
$S6 - dz10$	18h (27-12-06)	8h (28-12-06)	90	90	333	10	1
$S6 - dz4$	18h (28-12-06)	8h (28-12-06)	90	90	333	4	0.5

TAB. C.2 – Liste des simulations effectuées.

2.2 Comparaison des structures dynamiques

La figure donne les profils verticaux de vitesse du vent et de température dans les 3 vallées du Grésivaudan, de Voreppe et du Drac.

Elle montre que les structures principales de l'écoulement (les 4 courants thermiques) sont évaluées de façon très similaire dans les 4 simulations.

La simulation avec $\delta z = 30$m fournit toutefois des résultats qui se distinguent des autres, notamment sur le profil de température qui semble mal reproduit dans les 1000 premiers mètres (où la température est plus chaude de 2^oC en moyenne)

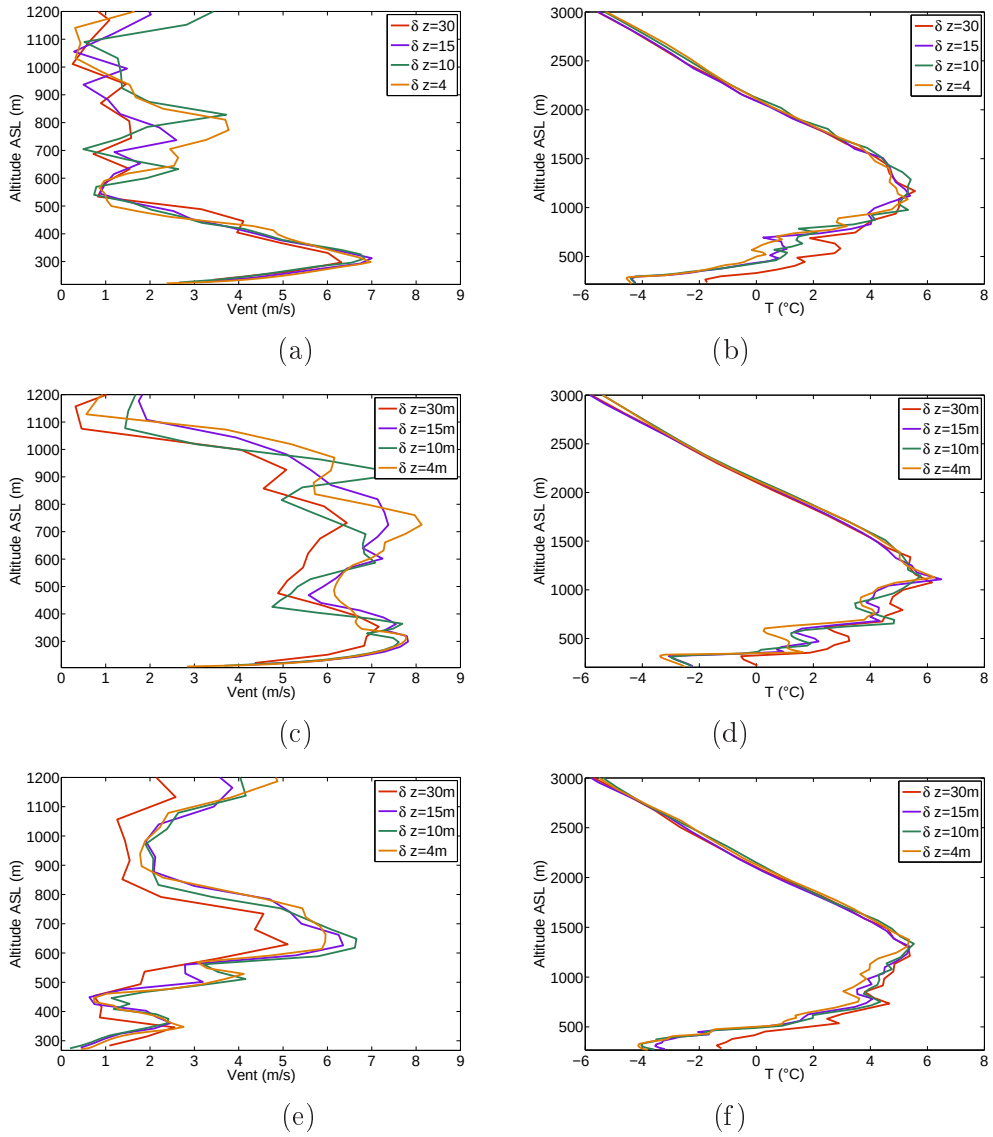


FIG. C.4 – Profil vertical de $|V|$ dans la vallée du Grésivaudan (a) de Voreppe (c) et du Drac (e) pour différentes résolutions verticales. Profil vertical de T dans la vallée du Grésivaudan (b) de Voreppe (d) et du Drac (f) pour différentes résolutions verticales. Tous les profils sont pris à 06h UTC.
Rouge : $\delta z = 30m$, Violet : $\delta z = 15m$, Vert : $\delta z = 10m$, Jaune : $\delta z = 4m$.

En dessous de $\delta z \leq 15$m, les profils et les structures sont très similaires, y compris près du sol. La dynamique peut alors être considérée comme convergée.

Les détails fins et les structures instationnaires (couche entre 600 m et 900m ASL dans la vallée du Grésivaudan, notamment) ne sont toutefois pas représentés à l'identique. Pour l'analyse de ces structures, on favorisera alors la résolution la plus fine ($\delta z = 4m$).

2.3 Comparaison aux mesures

Bien que nous puissions considérer que les simulations sont peu dépendantes de la résolution pour $\delta z \leq 15m$, rien ne nous assure que la solution fournie par le calcul, même si celui-ci est convergé, soit comparable à la réalité.

Dans ce paragraphe, nous comparons ainsi nos données aux mesures disponibles (ie aux mesures de température à toutes les stations de mesures du tableau 6.1 à l'exception de Saint Hilaire).

2.3.1 Courant établi de fin de nuit

Dans un premier temps, nous comparons les données en fin de nuit, c'est à dire pour un courant établi. Les résultats sont présentées sur la figure C.5 qui présente les valeurs de températures mesurées et simulées en ordonnée en fonction des différentes stations en abscisse. Ces dernières sont triées par altitude, les stations de faibles altitudes étant le plus à gauche et celles de hautes altitude le plus à droite.

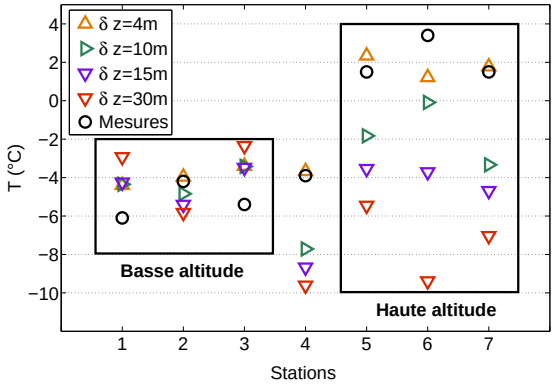


FIG. C.5 – Valeur de température à 06h UTC aux 7 stations du bassin Grenoblois (1-Versoud, 2-Champ sur drac, 3-Pont de claix, 4-Champagnier, 5-Peuil du claix, 6-Le gua, 7-Chamrousse) triées par altitude croissante (basse altitude à gauche). Noir : Mesures. Rouge : $\delta z = 30m$, Violet : $\delta z = 15m$, Vert : $\delta z = 10m$, Jaune : $\delta z = 4m$.

Plusieurs constats sont à faire :

- Pour les 3 stations de fond de vallée, on vérifie bien les assertions des paragraphes précédents, à savoir que pour une résolution plus fine que $\delta z = 15m$, il n'y a pas d'amélioration de la prédiction.

- Celà ne garantit pourtant pas qu'avec cette résolution, la valeur de température calculée en fond de vallée corresponde à celle mesurée. En effet, on trouve des écarts de presque 2^oC, même aux meilleures résolutions aux stations du Versoud et de Pont de claix.

– Pour les 4 stations d'altitude plus élevée (moyenne et haute), en revanche, le résultat diffère. L'augmentation de la résolution ne cesse d'augmenter la précision de la valeur calculée. Pour avoir des valeurs convenables de la température à ces stations, il est ainsi nécessaire d'avoir une résolution d'au moins $\delta z = 4m$.

– D'une manière générale, donc, la convergence du code vis-à-vis de la résolution verticale n'assure pas que le code fournissent les bonnes valeurs de température, notamment en fond de vallée.

2.3.2 évolution temporelle nocturne

La figure C.6 résume l'évolution temporelle de la température simulée et mesurée aux 7 stations du bassin Grenoblois. On retrouve l'information du paragraphe précédent, complétée par toute l'évolution temporelle nocturne, de 22h le 27 décembre à 06h le 28 décembre. Les simulations démarrent à 18h. La figure montrent donc l'évolution temporelle après les 4 heures de spin-up.

2.3.3 Indices statistiques

On calcule la moyenne temporelle de l'erreur quadratique pour chaque station, donnée par :

$$< MSE >_t (s) = \sum_{t=t_0}^{t_M} \sqrt{\left(T_{mes}(t,s) - T_{simu}(t,s)\right)^2} \tag{C.4}$$

ainsi que la moyenne sur toutes les stations de l'erreur quadratique à un instant fixé, donnée par :

$$< MSE >_s (t) = \sum_{s=s_1}^{s_N} \sqrt{\left(T_{mes}(t,s) - T_{simu}(t,s)\right)^2} \tag{C.5}$$

La figure C.7 montre comment varient ces valeurs de MSE avec la résolution verticale.

On peut faire plusieurs constats qui renseignent sur l'influence de la résolution verticale :

1. L'écart aux mesures diminue au cours de la nuit, quelle que soit la résolution. A un instant donné, cet écart est d'autant plus faible que la résolution est importante.
2. Même avec la meilleure résolution $\delta z = 4m$, on n'obtient un écart moyen sur toutes les stations supérieur à 1.2^oC.
3. La résolution a peu d'influence sur l'écart aux mesures pour les stations de basses altitudes. Cet écart reste important pour toutes les résolutions, pour les stations de basses altitudes, de l'ordre de 2 à 4 ^oC en moyenne sur une nuit.

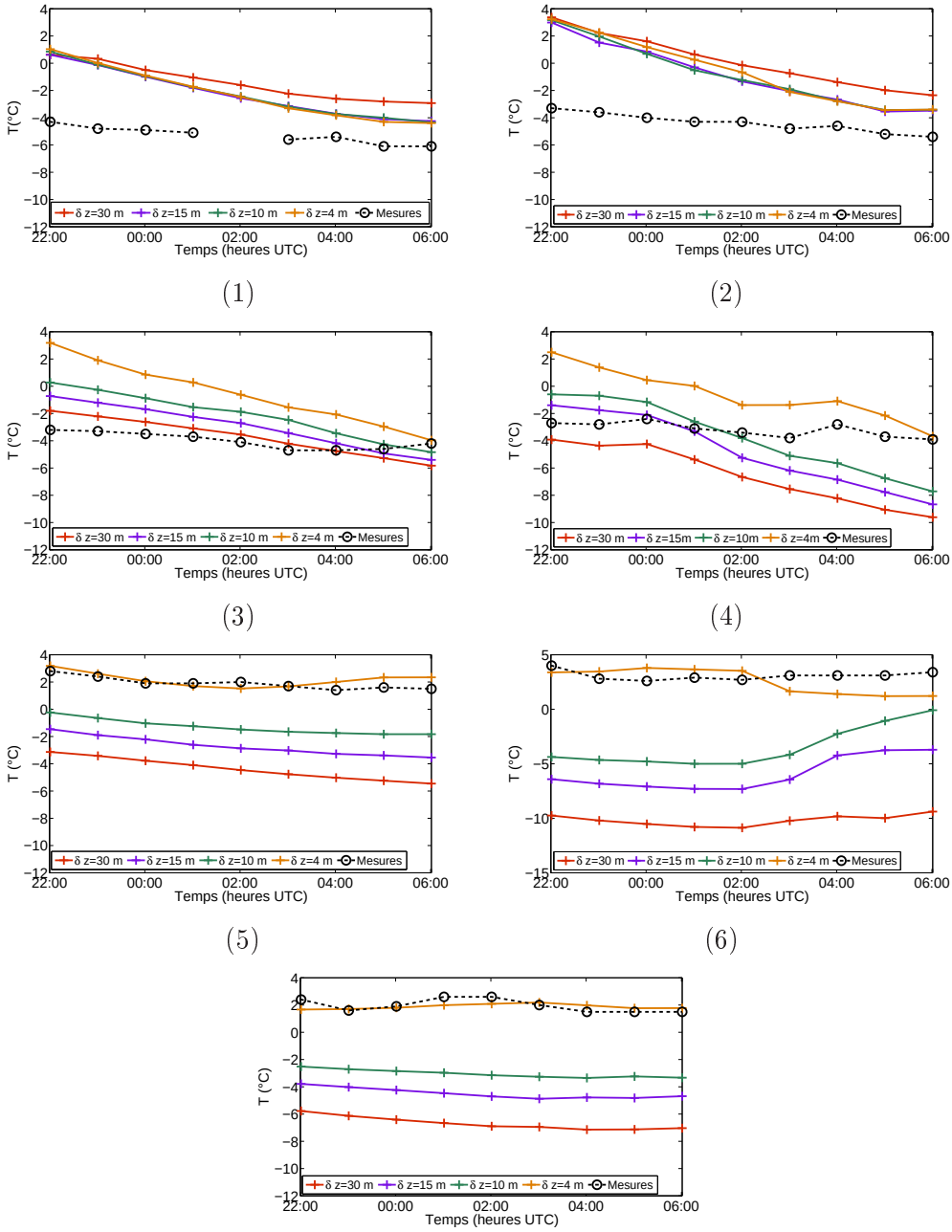
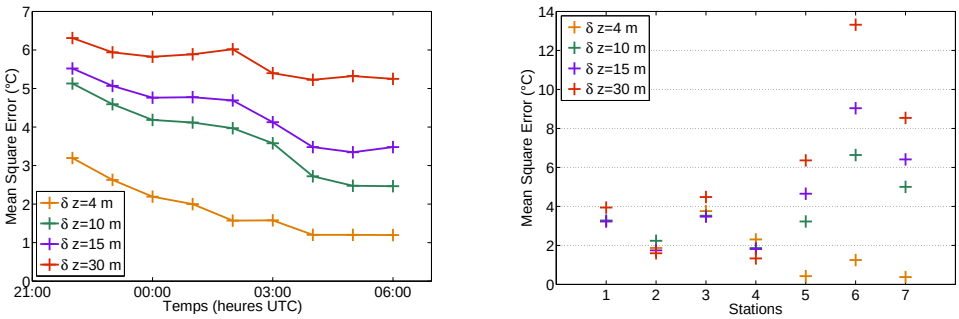


FIG. C.6 – Evolution temporelle de la température aux 7 stations du bassin Grenoblois de 22h à 06h (1-Versoud, 2-Champ sur drac, 3-Pont de claix, 4-Champagnier, 5-Peuil du claix, 6-Le gua, 7-Chamrousse). Noir : Mesures. Rouge : $\delta z = 30m$, Violet : $\delta z = 15m$, Vert : $\delta z = 10m$, Jaune : $\delta z = 4m$.

4. La résolution a une grande influence sur l'écart aux mesures pour les stations de hautes altitudes. Avec une résolution de $\delta z = 4m$, on arrive à obtenir un



(a) (b)

FIG. C.7 – a) Evolution temporelle de $< MSE >_s$ de 22h à 06h. b) Répartition par station de $< MES >_t$ (1-Versoud, 2-Champ sur drac, 3-Pont de claix, 4-Champagnier, 5-Peuil du claix, 6-Le gua, 7-Chamrousse). Rouge : $\delta z = 30m$, Violet : $\delta z = 15m$, Vert : $\delta z = 10m$, Jaune : $\delta z = 4m$.

écart aux mesures faible pour les stations de hautes altitudes.

Le fait que la MSE diminue au cours de la nuit montre que le taux de refroidissement calculé par le code n'est pas le bon. D'après les courbes de la figure C.6, ceci est surtout vrai pour les stations de fond de vallée que le code refroidit plus rapidement qu'elles ne le sont en réalité.

2.4 Bilan : influence de la résolution

Cette analyse nous a montré que :

1. La convergence[3] du code n'impliquait pas nécessairement que la solution convergée soit la solution réelle (ce n'est notamment pas le cas en fond de vallée).
2. Il existe un comportement différent entre les régions de fond de vallée et les régions d'altitude.
3. En fond de vallée, le code converge à partir de $\delta z = 15m$ mais la solution numérique est alors relativement éloignée de la solution réelle près du sol (quelques degrés de différence sur la température).
4. En altitude, le code converge à partir de $\delta z = 4m$ et la solution numérique est alors très proche de la solution réelle.
5. Il est nécessaire de prendre une résolution de $\delta z = 4m$ pour rendre compte convenablement de la dynamique réelle[4].

[3] Par *convergence*, nous entendons ici que la solution des équations discrétisées s'approche de la solution des équations analytiques continues lorsque la résolution tend vers 0. Nous considérons que la convergence est atteinte pour des résolutions suffisamment fines, en dessous desquelles la solution des équations discrétisées ne varie plus lorsqu'on réduit encore les pas d'espace (et on suppose alors que la solution fournie est la solution des équations continues).

[4] Néanmoins, à cette résolution, un écart aux mesures subsiste près du sol en fond de vallée.

3 Discussion : Conditions d'une représentation réaliste

Les paragraphes précédents montrent qu'il est nécessaire d'avoir une résolution verticale de $\delta z = 4m$ pour rendre compte suffisamment convenablement des mesures.

Dans le cas d'une simulation sous-résolue ($\delta z \geq 10m$), les simulations ne représentent pas convenablement certains aspects de la dynamique, surtout en proche paroi.

Avec une résolution convenable, la température des stations de fond de vallée est légèrement surévaluée dans la période nocturne, surtout dans les premières heures de calcul.

Cette section résume les caractéristiques mal prescrites dans une simulation sous-résolue, donne les conditions qu'il faut respecter pour obtenir une simulation réaliste et tente de fournir quelques éléments d'explications justifiant ces conditions.

3.1 Cas d'une simulation longue très résolue

3.1.1 Effet de mémoire de l'écoulement et temps de spin-up

Comme le montre la figure 8.1 donnant les évolutions de température dans la simulation $S6 - dz4$, la température en fond de vallée est mal estimée pendant toute la première nuit. Après le lever du jour, en revanche, la température simulée s'accorde mieux à la température mesurée.

Le code possède donc une durée de spin-up numérique d'environ $4h$ (durée pendant laquelle l'influence de l'initialisation numérique se fait sentir), mais également un temps de spin-up physique, plus long, d'environ une nuit. Cette durée de $12h$ semble en effet nécessaire pour que le code rende correctement compte des processus physiques réels. Dans la réalité, l'écoulement possède un effet de mémorisation des situations passées et l'état de l'écoulement à un instant donné dépend de ce qui s'est passé avant. Dans le code, il faut donc que la simulation soit suffisamment longue pour pouvoir reproduire ces effets physiques qui mettent un certain temps à s'établir.

C'est notamment le cas de la construction de l'inversion thermique : la figure C.8 montre l'évolution temporelle du gradient vertical de température (entre Chamrousse et Champ sur drac) mesuré (en noir) et simulé (en bleu).

On voit clairement que le gradient vertical simulé pendant la première nuit sous-évalue la stabilité réelle. Le code a donc du mal à rendre compte de cette situation d'inversion et met une durée d'environ $12h$ pour évaluer correctement la stabilité atmosphérique. Après $12h$ en revanche, la stabilité est convenablement évaluée.

Dans le cas d'une simulation très résolue, il faut donc attendre environ 12h pour que certains processus dynamiques (l'inversion thermique) soient convenablement modélisés.

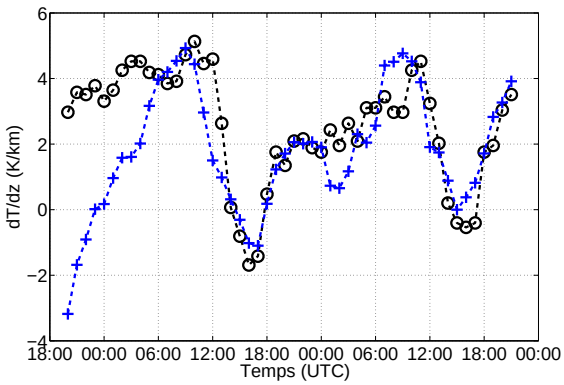


FIG. C.8 – Gradient vertical de température absolue entre Chamrousse et Champ sur Drac, mesuré (o noir) et simulé (+ bleu) pendant l'épisode $E6$.

3.1.2 Températures de fond de vallée et indices statistiques

En fond de vallée, même la deuxième nuit, il subsiste des écarts de température comme le montre la figure C.9a qui donne l'évolution temporelle du biais moyen $< BM >_s (t) =< T_{simu} >_s (t) - < T_{mes} >_s (t)$. Cette figure illustre que la température est surévaluée la nuit (d'environ 1^oC) et sous-évaluée la journée (jusqu'à 3^oC).

Par ailleurs, l'erreur quadratique moyenne reste de l'ordre de 1 à 2^oC dans la période nocturne (cf figure C.9b). Cette erreur quadratique est essentiellement due aux erreurs faites sur les 4 stations de fond de vallée et peu sur les 3 stations d'altitudes (cf figure C.9c).

Par ailleurs, ce biais ne peut pas être attribué à des effets locaux puisqu'il est présent de la même façon sur les signaux des 4 stations de fond de vallée (cf figure 8.1). Il est peut être attribuable à une représentation physique incomplète dans cette région. L'évolution temporelle de ce biais montre que l'inertie du sol en fond de vallée est surestimée (pas assez de réchauffement en journée et pas assez de refroidissement la nuit). Un défaut de représentation du sol pourrait être à l'origine de ce biais (par exemple de son taux d'humidité peut notamment être incorrectement représenté dans le modèle).

Dans le cas d'une simulation très résolue, la température en fond de vallée reste très légèrement mal évaluée. Ceci peut être dû à un défaut de représentation des spécificités du sol.

3.2 Cas de simulations sous-résolues

Dans le cas des simulations sous-résolues ($\delta z \geq 10m$), les comparaisons aux mesures sont nettement moins bonnes, comme on l'a vu. Cette section présente alors les caractéristiques mal représentées dans une telle simulation (On peut ainsi attribuer une catégorie de problème à un manque de résolution).

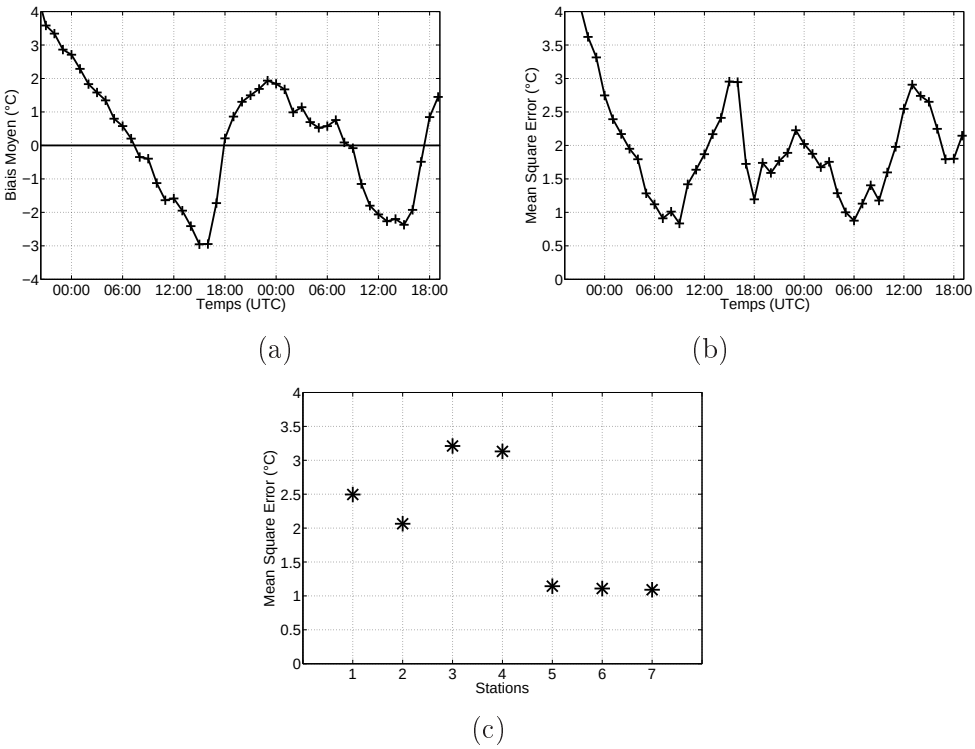


FIG. C.9 – Evolution temporelle du biais moyen (a) et de l'erreur quadratique moyenne (b) pendant l'épisode $E6$. Erreur quadratique moyenne pour chaque station (c) pour l'épisode $E6$ (1-Versoud, 2-Champ sur drac, 3-Pont de claix, 4-Champagnier, 5-Peuil du claix, 6-Le gua, 7-Chamrousse).

3.2.1 Spin-up du modèle et comparaison aux mesures

Lorsqu'on compare les simulations $S0$, $S6$ et $S24$ démarrant respectivement à 0h le 28, 18h le 27 et 0h le 27, on observe l'évolution temporelle de température de la figure C.10 pour les 7 stations. Ces évolutions sont également comparées aux mesures (en noir sur la figure).

Comme on l'a vu à la section 1.3, cette figure montre clairement que l'instant d'initialisation a peu d'influence sur les valeurs calculées de températures à 2m. Par ailleurs, cette température reste mal prescrite en fond de vallée comme en altitude même dans les simulations les plus longues (S_{24}).

Ainsi, lorsque la résolution est insuffisante, la température prescrite est mauvaise et augmenter la longueur du calcul n'améliore pas la prescription des températures.

3.2.2 Sous-estimation de la stabilité

Comme le montre la figure C.10, lorsque la résolution est trop lâche, la température évaluée est :

– Trop froide en altitude.

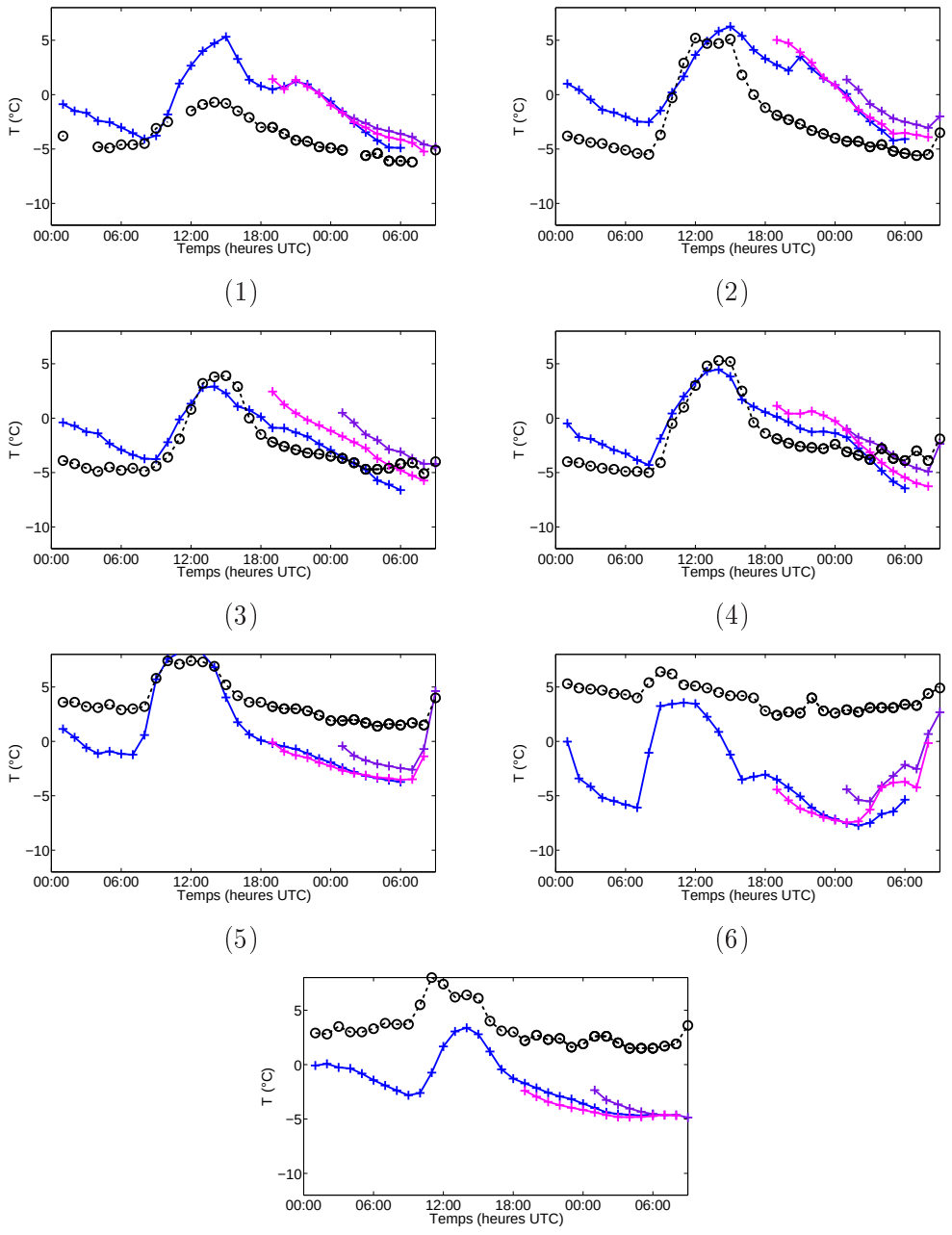


FIG. C.10 – Température à 2m mesurées ou calculées (1-Versoud, 2-Champ sur drac, 3-Pont de claix, 4-Champagnier, 5-Peuil du claix, 6-Le gua, 7-Chamrousse). Ronds noirs : Mesures. Bleu : $S24$. Rose : $S6$. Mauve : $S0$. La résolution utilisée dans les trois simulations est $\delta z = 15m$.

– Trop chaude en fond de vallée.

En d'autres termes, la stabilité est donc sous-estimée par le calcul. En effet, la figure C.11 donnant le gradient vertical de température (simulé et mesuré) entre les stations de Chamrousse et de Champ sur drac montre bien :

1. Que le gradient vertical et donc la stabilité sont sous-estimés par le code.
2. Que cette sous-estimation est d'autant plus forte que la résolution est grossière.

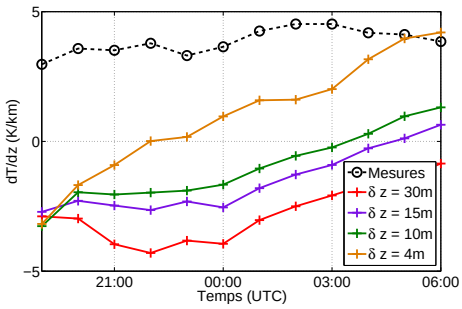


FIG. C.11 – Evolution temporelle du gradient vertical de température $\frac{dT}{dz}$ entre Chamrousse et Champ sur Drac, de 19h le 27 décembre à 6h le 28 décembre.
Noir : Mesures. Rouge : $\delta z = 30m$, Violet : $\delta z = 15m$, Vert : $\delta z = 10m$, Jaune : $\delta z = 4m$.

On constate par ailleurs que toutes les simulations démarrent avec approximativement la même initialisation, dans laquelle la stratification thermique est proche du gradient adiabatique[5]. Cette situation étant éloignée de la stratification du cas considéré (l'épisode $E6$ est très stable), il faut un certain temps pour que le code puisse construire l'inversion thermique.

Néanmoins, il faut aussi que la résolution verticale soit suffisamment fine. Dans les cas où $\delta z \geq 10$m, le modèle ne parvient pas à estimer convenablement la stabilité.

Notons que lorsqu'on poursuit ces simulations (non montrées), même au delà de la durée de 12 heures représentée ici, les simulations sous-résolues n'arrivent jamais à représenter convenablement cette stabilité, alors que la simulation avec $\delta z = 4$m le permet (cf figure C.8).

Ainsi, lorsque la résolution est insuffisante, la stabilité atmosphérique est mal évaluée. Elle est alors sous-estimée.

3.2.3 Un biais non-local et systématique

Comme nous l'avons vu, ce biais de température dans les simulations grossières est non local, la température étant trop froide sur toutes les stations d'altitude et

[5] En fait, le code est sensé initialiser en interpolant les données de l'ECMWF, mais compte tenu de la complexité des 4 modèles imbriqués et de la résolution verticale lache des modèles ECMWF ainsi que les difficultés d'initialisation liées à la présence de relief, la stratification initiale est relativement voisine de l'adiabatique. Le profil vertical de température correspondant est donnée sur la figure C.2c (courbe à $0h10$).

trop chaude sur toutes les stations de fond de vallée.

Ce biais est par ailleurs récurrent et présent dans tous les épisodes stables (et n'est donc pas spécifique à l'épisode $E6$). La figure C.12 montre en effet l'évolution temporelle de la température (simulée et mesurée) à la station du Versoud pour les 5 épisodes $E1$, $E5$, $E6$, $E7$, $E8$; et la figure C.13 montre la même évolution à la station de Chamrousse.

On voit ainsi que le problème est systématique et que la forte stabilité de toutes ces situations est mal représentée par le code lorsque la résolution n'est pas suffisamment fine.

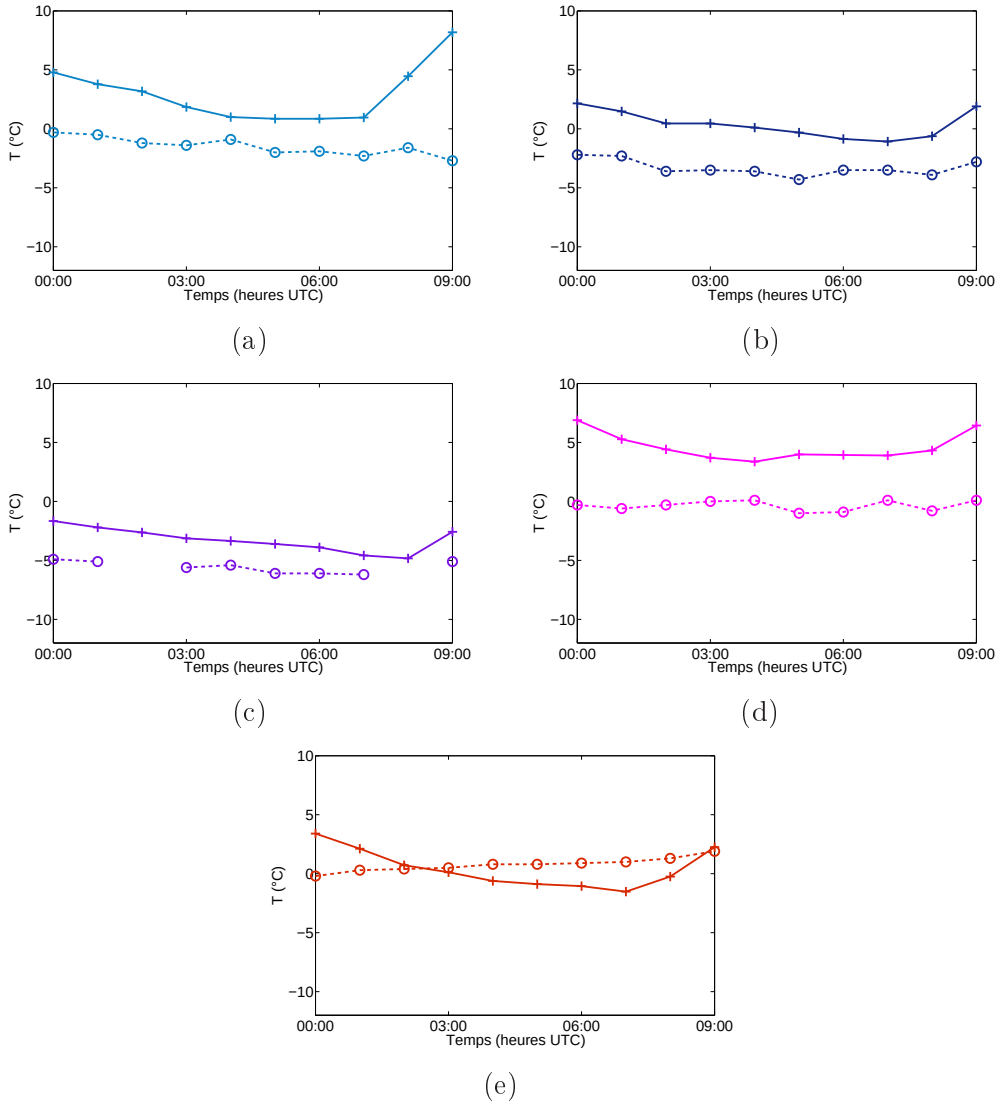


FIG. C.12 – Températures à 2m mesurées (rond) ou calculées (ligne pleine) au Versoud. (a) $E1$ (b) $E5$ (c) $E6$ (d) $E7$ (e) $E8$. La résolution utilisée est $\delta z = 15m$.

Notons que l'épisode $E8$ présente un comportement très légèrement différent :

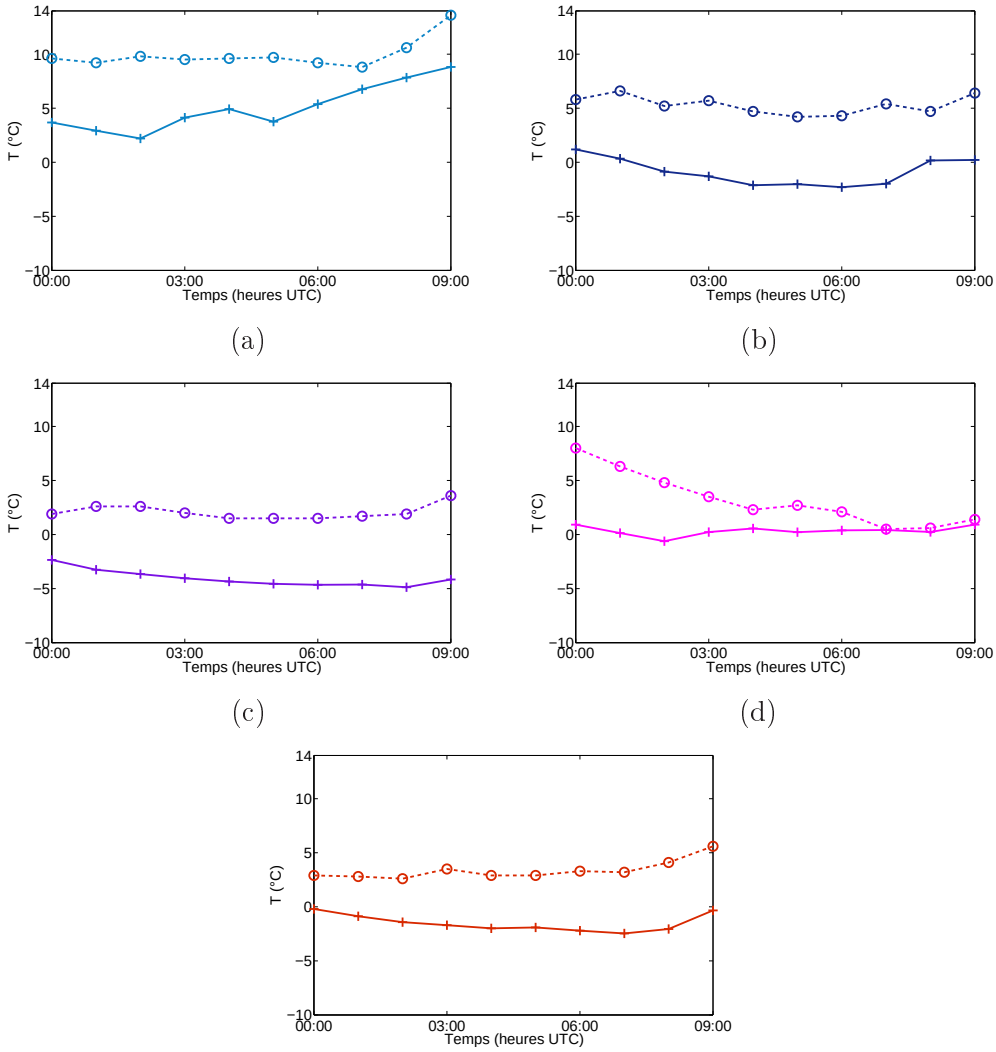


FIG. C.13 – Températures à 2m mesurées (rond) ou calculées (ligne pleine) à Chamrousse. (a) $E1$ (b) $E5$ (c) $E6$ (d) $E7$ (e) $E8$. La résolution utilisée est $\delta z = 15m$.

en fond de vallée (Versoud), la température simulée n'est pas plus chaude que les mesures. C'est par ailleurs le seul épisode pour lequel cette température est supérieure à 0^oC. Cette coïncidence incite à penser que la cause du problème peut être dûe à une mauvaise représentation d'effets physiques liés au changement d'état de l'eau (gel local de l'humidité du sol, formation de cristaux de glaces, brouillard givrant,...).

Ainsi, lorsque la résolution est insuffisante, les problèmes rencontrés par le code sont similaires dans tous les épisodes très stables dans les vallées.

3.3 Eléments d'explications

3.3.1 Différence de comportement fond de vallée / zones d'altitudes

La section 2 a clairement mis en évidence l'existence de 2 comportements différents en fond de vallée et en altitude : En fond de vallée, la résolution a peu d'influence sur la température calculée (cf figure C.6a). En altitude, la résolution a une influence très forte et il est nécessaire que celle ci soit inférieure à $\delta z = 4m$ pour que la température soit convenablement représentée.

En fait, le maillage possède des caractéristiques différentes entre le fond de vallée et les zones de crêtes :

En altitude, il est fortement hétérogène horizontalement, ce qui n'est pas le cas en fond de vallée. En effet, du fait du système de coordonnées "terrain-following", dans $S6 - dz4$ par exemple, près des crêtes le maillage à une extension verticale de $\delta z = 4m$ alors que quelques centaines de mètres plus loin, sur la même ligne horizontale, il a une extension verticale d'environ 100 m. En fond de vallée, en revanche, le maillage est plus homogène lorsqu'on se déplace selon l'horizontale.

Cet élément peut être à l'origine de la différence de comportement : En altitude, près de la troposphère libre, le vent est légèrement plus intense. L'écoulement (majoritairement horizontal) arrivant sur les crêtes provient de zones où le maillage a une résolution verticale lache, ce qui pourrait expliquer les forts écarts observés pour les résolutions verticales les plus grossières (l'écoulement serait alors non correctement résolu dans les zones de maillages laches à des altitudes de 2000 à 3000m).

Lorsqu'on augmente la résolution, il semble qu'on excède un certain seuil qui permette une représentation convenable de ce qui se passe loin du sol.

3.3.2 Le fond de vallée

En fond de vallée, quelle que soit la résolution, il semble qu'on ait des difficultés à reproduire parfaitement la température (même si les différences constatées sont acceptables lorsque la résolution est importante).

D'après les considérations précédentes, il est possible que ce défaut soit lié à un représentation physique incomplète, et préférentiellement une représentation physique liée à l'humidité (le gel, la neige, l'eau, le brouillard, ...).

Notons que la base de données utilisées pour les couverts de sol a une résolution de 1 km, ce qui peut être insuffisant pour rendre compte convenablement des hétérogénéités du sol qui peuvent piloter la thermique.

Par ailleurs, le taux d'humidité du sol est évaluée de façon très incertaine. Il est donc possible qu'une amélioration de cette représentation permette une meilleure adéquation des températures prescrites numériquement.

3.3.3 Seuils de résolution et de durée des simulations

Dans ce type de situation très stable en vallée, il semble donc qu'il faille une résolution très fine ($\delta z = 4m$) pour rendre convenablement compte de la physique atmosphérique.

Un calcul de la valeur moyenne[6] de la longueur de flottabilité

$$l_b = \left(\frac{w}{N}\right)_{soil} \tag{C.6}$$

fournit $l_b \approx 7m$.

On constate donc que les résultats sont mauvais si la résolution au niveau du sol est $\delta z > l_b$ et convenable lorsque $\delta z < l_b$.

Cette longueur étant caractéristique des mouvements liés à la force de flottabilité près du sol, elle est caractéristique des écoulements catabatiques qui se développent le long des pentes de la vallée et sont à l'origine de la construction de l'inversion. Il faut que les vents catabatiques soient convenablement représentés pour que l'inversion thermique le soit également. Numériquement, ceci semble se traduire par une contrainte sur la résolution numérique : $\dfrac{\delta z}{l_b} < 1$.

Par ailleurs, ces simulations ont montré qu'il fallait environ $12h$ pour que le code construise un écoulement dans lequel tous les processus physiques de la couche limite stable sont présents (et notamment l'inversion thermique).

Conclusion

Cette annexe nous a permis d'étudier l'influence des conditions numériques sur un cas d'étude. Nous avons pu voir :

1. Que le calcul gardait une trace non négligeable du processus d'initialisation pendant une durée d'environ 4h. Le processus d'initialisation ne fournissant pas des champs initiaux physiquement consistants, il est fondamental d'analyser la signification physique des résultats seulement au delà de cette durée de *spin-up numérique*. Un méthode pratique d'estimation de ce spin-up a été proposée.

2. Qu'au delà de ce spin-up numérique, le code pouvait mettre un certain temps à représenter les phénomènes physiques qui mettent du temps à s'instaurer dans un écoulement réel (comme l'inversion thermique). Dans la pratique, cette durée de *spin-up physique* est d'environ une nuit.

3. Que la résolution verticale avait une influence importante sur la solution obtenue et que dans une configuration très stable en vallée :

   (a) Il est nécessaire d'avoir une résolution verticale $\delta z < l_b$ (ici $\delta z = 4m$) au niveau du sol pour représenter convenablement l'écoulement.

   (b) Deux types de comportements numériques ont pu être distingués en fonction de la localisation dans l'espace : un premier comportement concernant *le fond de vallée* ; et un second comportement concernant *les zones*

[6] sur tout le domaine D4

d'altitudes. Cette différence de comportement pouvant être lié à l'inhomogénéité horizontale d'un maillage "terrain-following" en zone de relief complexe.

(c) *En fond de vallée*, à partir d'une résolution de $\delta z \lesssim 2 \cdot l_b$ au niveau du sol, on obtient une solution convergée. Cette solution présente en revanche un écart non négligeable avec les mesures.

(d) *En altitude*, il est nécessaire d'avoir une résolution verticale de $\delta z < l_b$ (ici $\delta z = 4m$) au niveau du sol. La solution alors obtenue est en très bonne adéquation avec les mesures.

(e) Que la très forte stabilité de la situation étudiée était imparfaitement représentée par le code lorsque $\delta z > l_b$.

4. Que cette très forte stabilité nécessite un calcul à la fois long ($12h$ de spin-up physique) et très résolu pour être convenablement représentée.

5. Qu'il semble qu'un processus physique soit non convenablement pris en compte dans la physique du code, celui-ci prescrivant des températures généralement trop chaudes la nuit et en fond de vallée dans ce type de configuration très stable en zone montagneuse. Ce biais est systématique dans les épisodes stables avec la même tendance générale sur toute la vallée et d'autant plus marqué que la résolution est grossière. Il se peut que ce processus physique ait un rapport avec l'humidité ou la thermodynamique du sol. De plus amples investigations sur l'influence de la résolution des paramètres physiques du sol (couverture de sol, taux d'humidité,etc.) pourraient être bienvenues.

Enfin, une configuration $C2$, de référence[7] a été déterminée pour effectuer une simulation ($S6-dz4$). Les caractéristiques de cette configuration sont rappelées au début du chapitre 8.

Les résultats de cette simulation de référence sont décrits et analysés dans les chapitres 8 et 9.

[7] Dans le sens où cette configuration est la meilleure qu'on ait pu obtenir avec les ressources numériques dont nous disposions et le temps imparti.

Annexe D

Champs de vents des 5 épisodes stables

Les figures suivantes montrent le cartes de champ de vent à des altitudes constantes comprises entre 250 m ASL et 3000 m ASL à $06h$ UTC pour les dates données par le tableau 7.3 des épisodes $E1$ (figures D.1 et **??**), $E5$ (figures D.2 et **??**), $E6$ (figures D.3 et **??**), $E7$ (figures D.4 et **??**), $E8$ (figures D.5 et **??**).

Par ailleurs, les figures D.6 et D.6 montrent ces mêmes coupes du champ de vents pour la journée du 14 janvier 2007 (cas de couplage avec le régime synoptique).

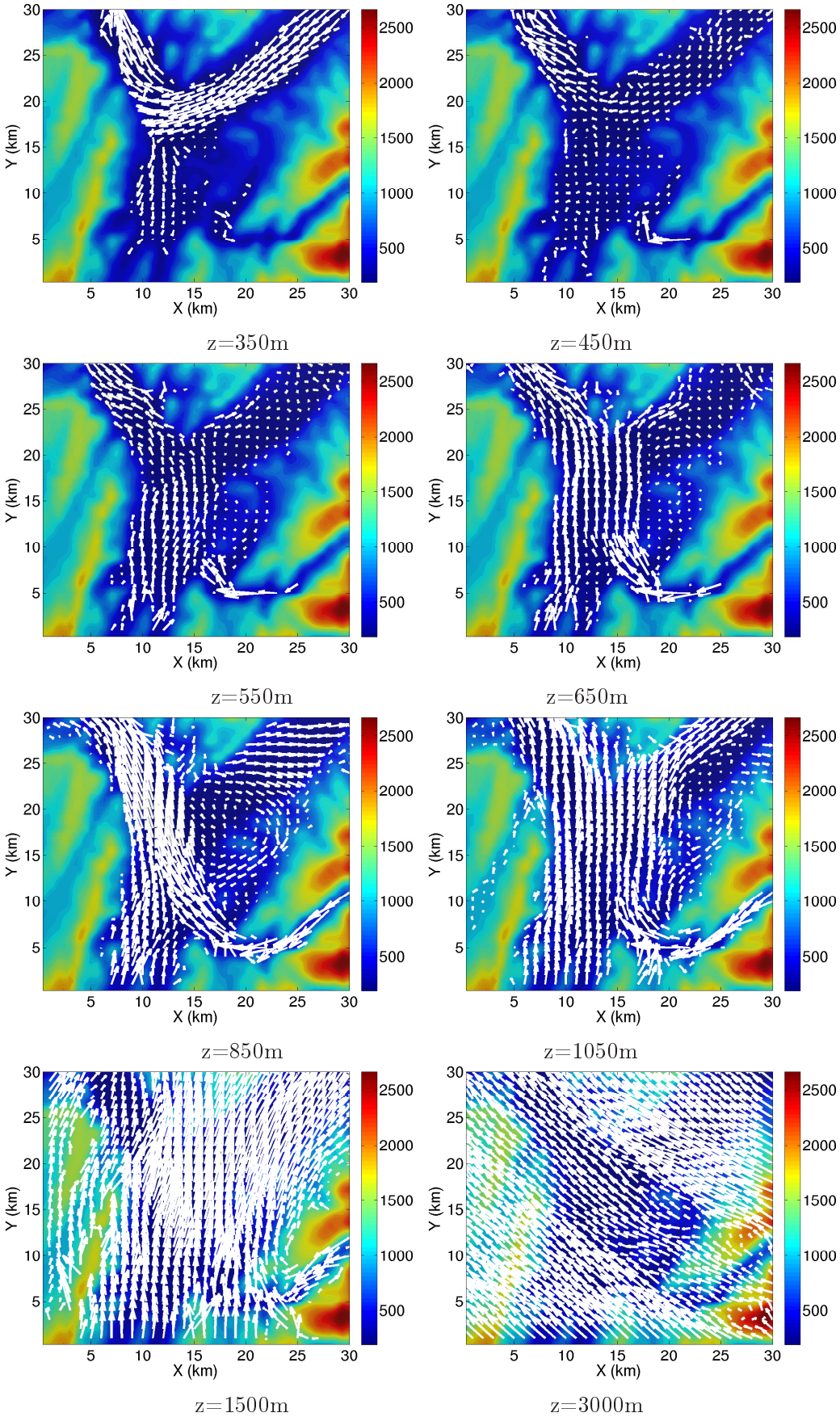


FIG. D.1 – Cartes de champ de vent à altitude constante pendant l'épisode $E1$ à 06h UTC.

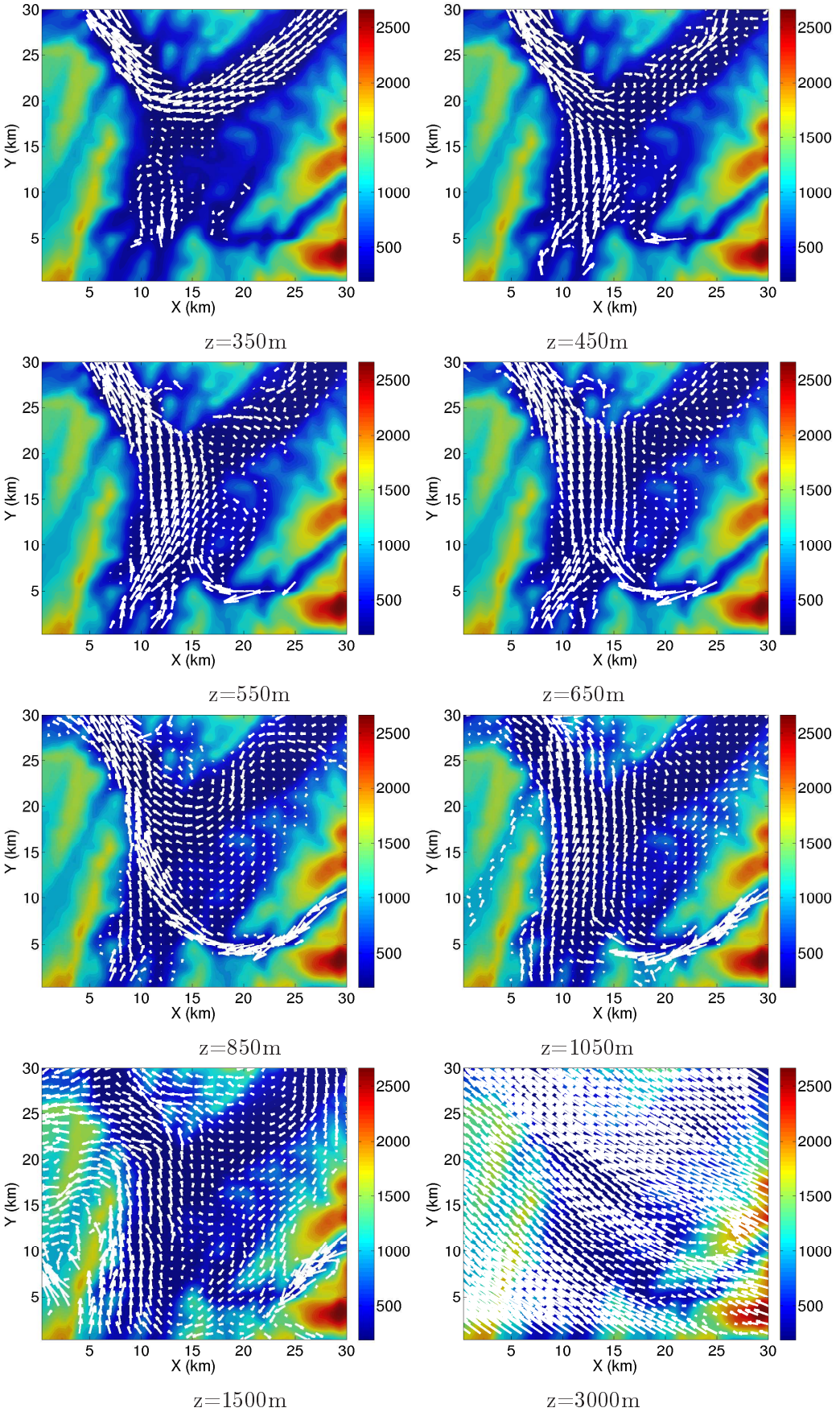


FIG. D.2 – Cartes de champ de vent à altitude constante pendant l'épisode *E*5 à 06h UTC.

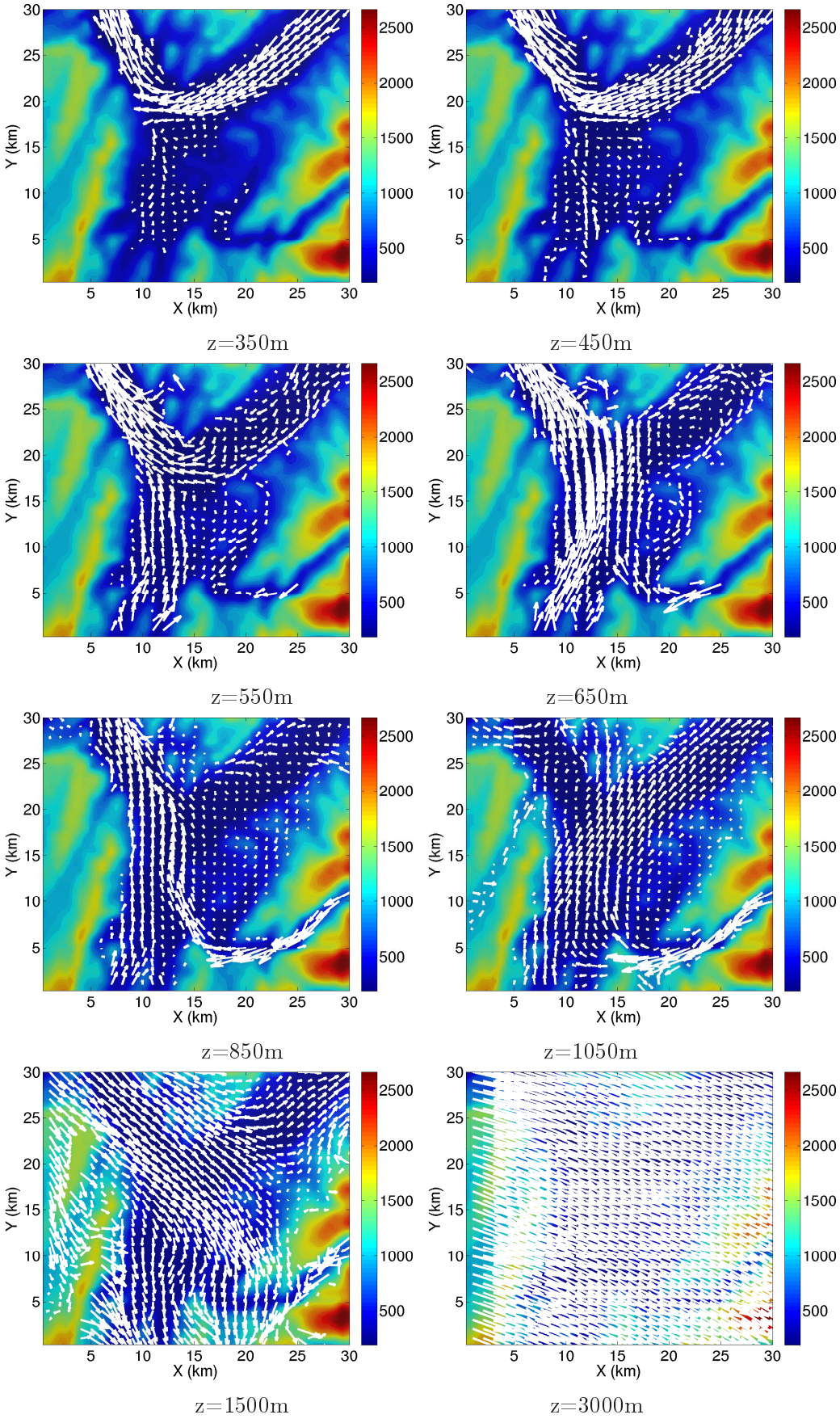


FIG. D.3 – Cartes de champ de vent à altitude constante pendant l'épisode *E*6 à 06h UTC.

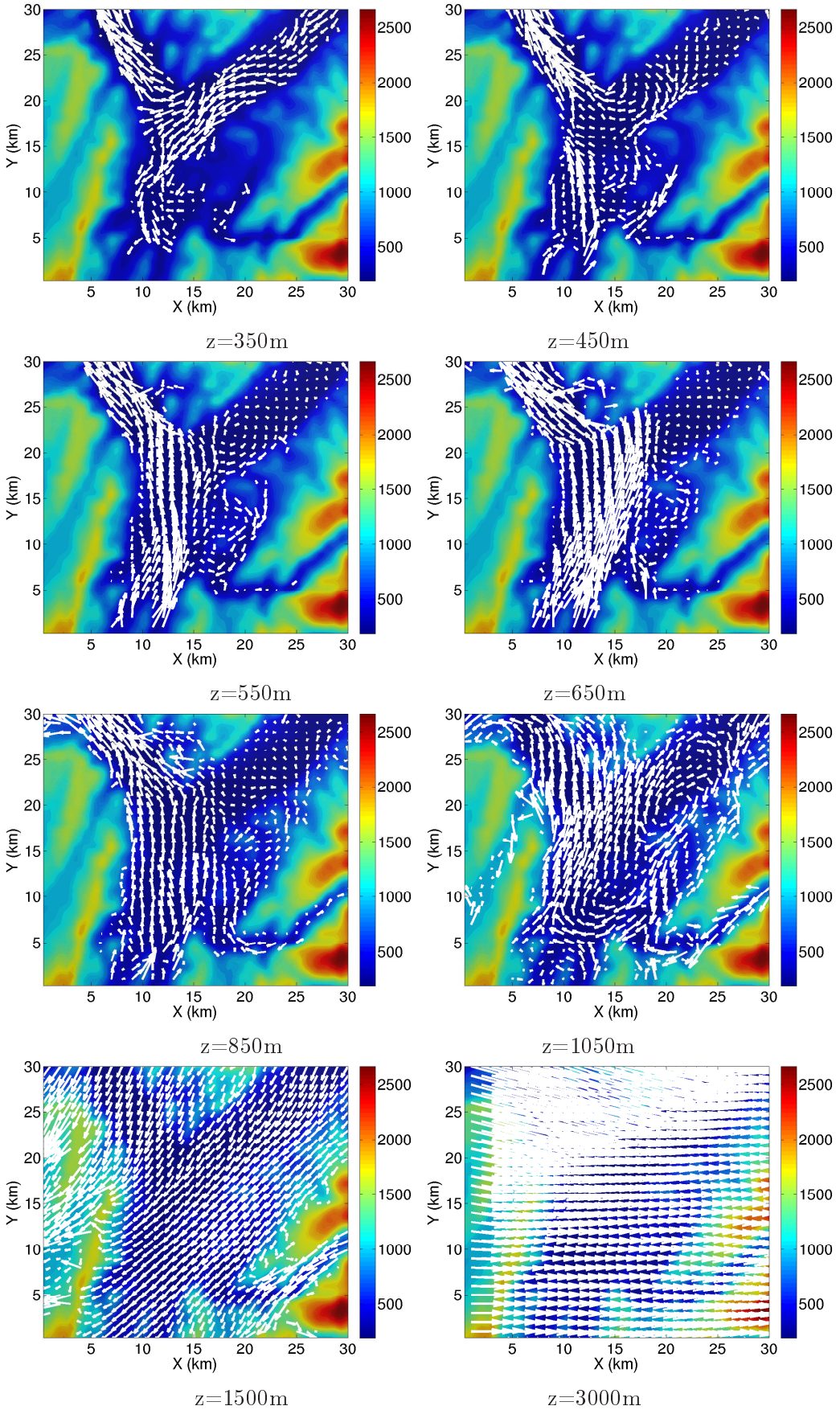


FIG. D.4 – Cartes de champ de vent à altitude constante pendant l'épisode *E7* à 06h UTC.

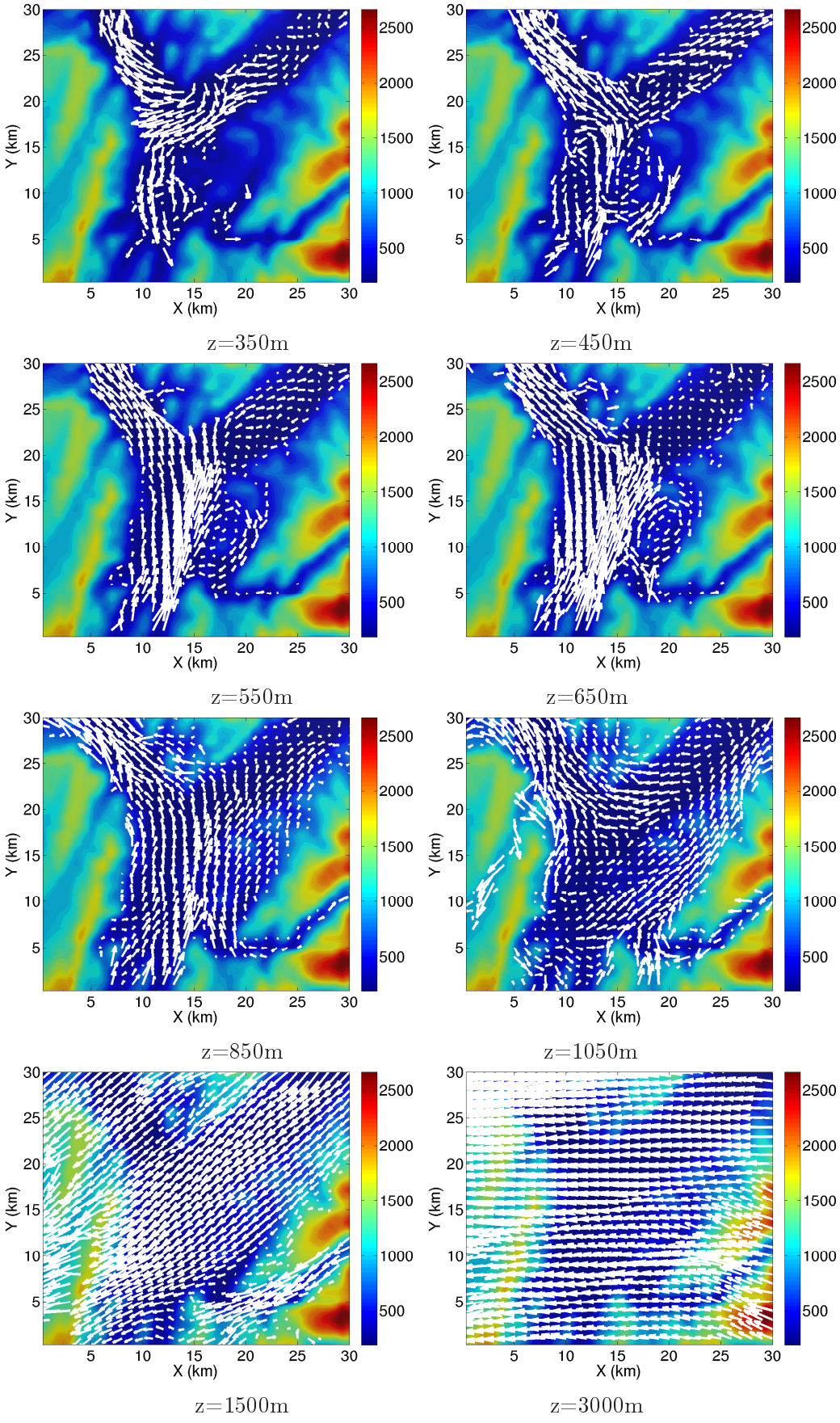


FIG. D.5 – Cartes de champ de vent à altitude constante pendant l'épisode *E*8 à 06h UTC.

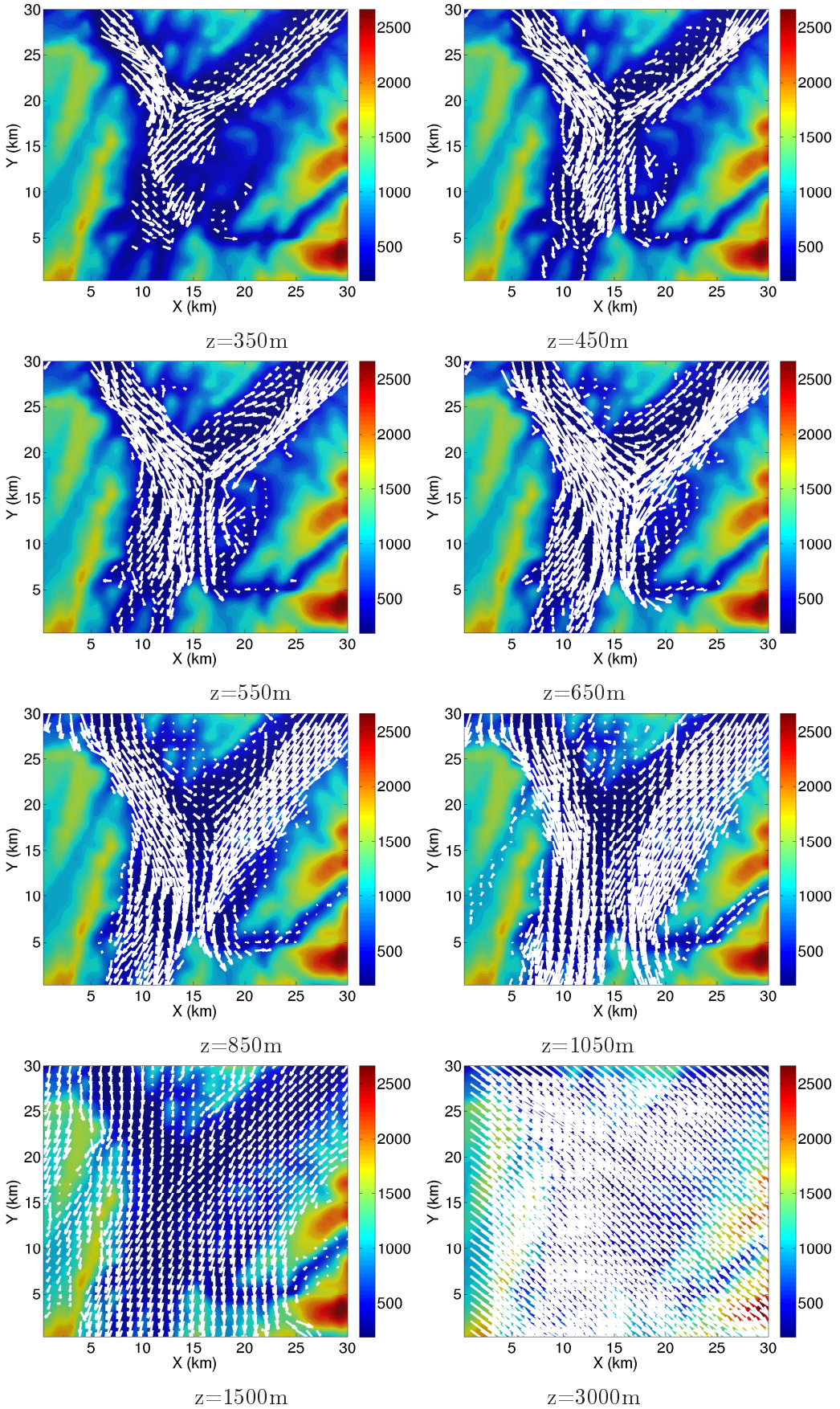


FIG. D.6 – Cartes de champ de vent à altitude constante pendant la nuit du 14 janvier 2007 à 06h UTC.

Annexe E

Comparaison mesures/simulation de l'intensité de l'inversion

Comme on l'a vu au chapitre 8, les températures aux stations et les gradients verticaux de température sont assez convenablement simulés (cf figures 8.1, 8.3). La figure E.1 montre l'évolution temporelle des différences de températures :

a) Entre Chamrousse et le Versoud : $\Delta\theta_V^C = \theta_{Chamrousse} - \theta_{Versoud}$. Elle est représentative de la différence de température entre sommet et base de la CLA.

b) Entre Le Gua et le Versoud : $\Delta\theta_V^L = \theta_{LeGua} - \theta_{Versoud}$. Elle est également représentative de la différence de température entre sommet et base de la CLA.

c) Entre Peuil et le Versoud : $\Delta\theta_V^P = \theta_{Peuil} - \theta_{Versoud}$. Elle est représentative des basses couches (du sol jusqu'à 930m ASL).

d) Entre Chamrousse et Peuil : $\Delta\theta_P^C = \theta_{Chamrousse} - \theta_{Peuil}$. Elle est, quant à elle, représentative de la partie supérieure de la CLA (de 930m à 1750 m ASL).

évaluées de 3 manières différentes :

- Soit par le biais des mesures ($\Delta\theta_{mesure}$). On évalue alors les températures aux stations (points *station 1* et *station 2* sur la figure E.2).

- Soit par le biais de la température potentielle simulée aux localisations des stations ($\Delta\theta_{simule}$). On évalue alors les températures aux stations (points *station 1* et *station 2* sur la figure E.2), dans les simulations.

- Soit par le biais de la température potentielle simulée sur le profil vertical du Grésivaudan à l'altitude correspondant aux stations ($\Delta\theta_{PV}$). On évalue alors les températures aux points *1'* et *2'* de la figure E.2, dans les simulations.

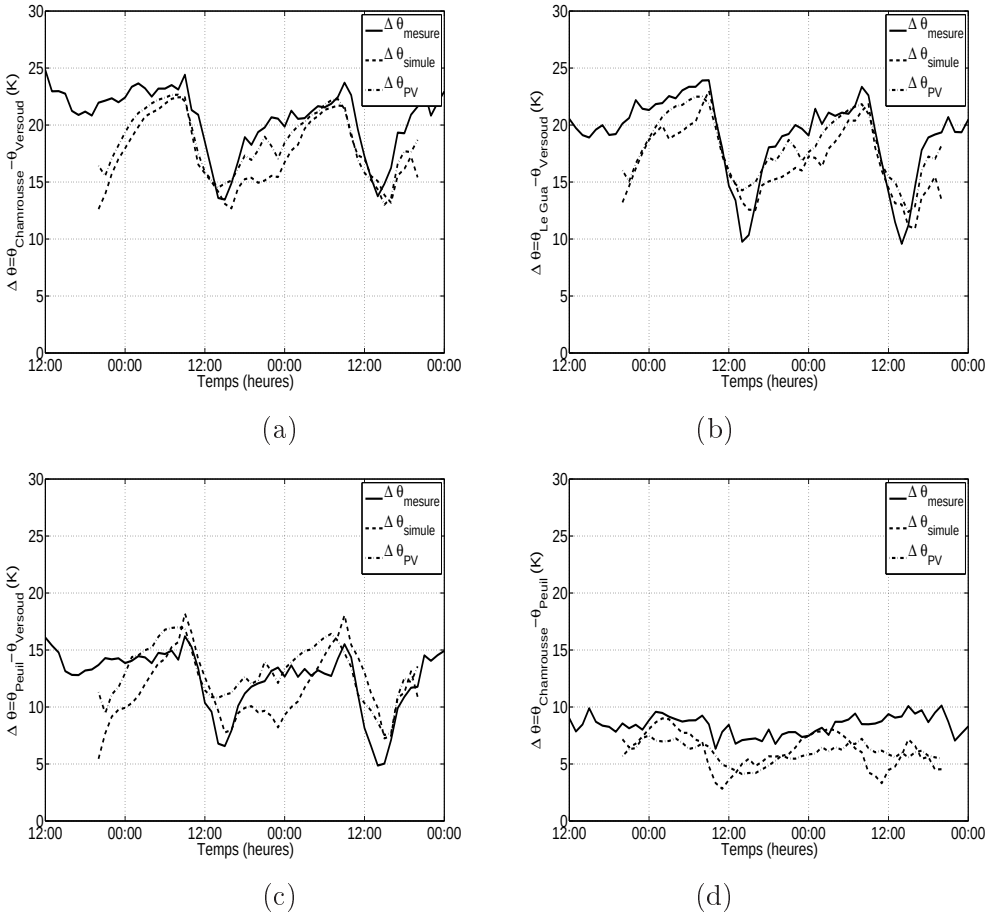


FIG. E.1 – Evolution temporelle des différences de températures $\Delta\theta = \theta_{Chamrousse} - \theta_{Versoud}$ (a) $\Delta\theta = \theta_{LeGua} - \theta_{Versoud}$ (b) $\Delta\theta = \theta_{Peuil} - \theta_{Versoud}$ (c) et $\Delta\theta = \theta_{Chamrousse} - \theta_{Peuil}$ (d), évaluées de 3 façons différentes ($\Delta\theta_{mesure}$, $\Delta\theta_{simule}$, $\Delta\theta_{PV}$, cf texte).

On en conclut d'une part, qu'après la première nuit (temps de spin-up du modèle), les différences de températures simulées et mesurées sont très similaires et d'autre part, que l'évaluation des caractéristiques de l'inversion aux stations donne approximativement les mêmes résultats que l'évaluation de ces caractéristiques sur le sondage vertical au milieu du Grésivaudan, aux altitudes correspondantes.

Ainsi, l'intensité de l'inversion $\Delta\theta$ calculée dans la section 4 peut être très convenablement estimée par la différence de θ entre 2 stations approximativement situées au sommet et à la base de l'inversion (pour les 2 journées simulées du 28 et du 29 décembre, entre Chamrousse et Le Versoud), comme le montre la figure E.3.

Ces comparaisons entre mesures et simulations valident a posteriori la démarche suivie dans le chapitre 6 pour détecter les épisodes stables et inversés : les gradients de température mesurés entre stations de haute et basse altitude sont bien représentatifs de l'inversion.

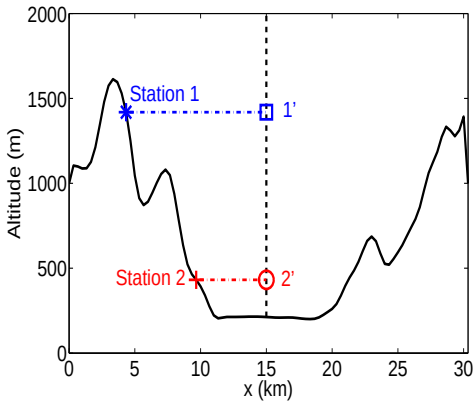


FIG. E.2 – Schéma de principe : localisation des stations (points "station 1" et "station 2") et des points situés aux mêmes altitudes sur le profil vertical du centre de la vallée (point 1' et 2'). Courbe noire : relief. Droite pointillée : profil vertical au centre de la vallée du Grésivaudan.

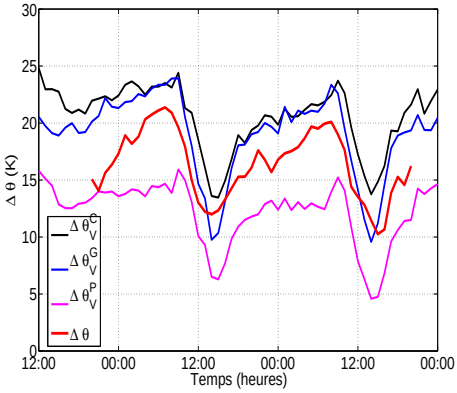


FIG. E.3 – Evolution temporelle des différences de températures potentielles mesurées entre Chamrousse-Versoud (noir) entre Le Gua-Versoud (bleu) entre Peuil-Versoud (magenta) et de l'intensité de l'inversion (rouge).

Bibliographie

[ADEME, 2006] ADEME (2006). Qualité de l'air dans les agglomérations françaises. Bilan de l'indice ATMO. 111

[Aguilar et Sutherland, 2006] Aguilar, D. A. et Sutherland, B. R. (2006). Internal wave generation from rough topography. *Physics of Fluids*, 18(6):066603–+. 76, 77, 230

[Allwine et Whiteman, 1994] Allwine, K. et Whiteman, C. (1994). Single-station integral measures of atmospheric stagnation, recirculation and ventilation. *Atmospheric Environment*, 28(4):713–721. 185, 186, 187, 232

[Anquetin *et al.*, 1998] Anquetin, S., Guilbaud, C. et Chollet, J. (1998). The Formation and Destruction of Inversion Layers within a Deep Valley. *Journal of Applied Meteorology*, 37:1547–1560. 31, 195

[ASQAA Rhône Alpes, 2009] ASQAA Rhône Alpes (2009). Bilan de la qualité de l'air en région Rhône-Alpes de 2000 à 2009. 109, 111, 148

[Axelsen et van Dop, 2009a] Axelsen, S. L. et van Dop, H. (2009a). Large-eddy simulation of katabatic winds. Part 1 : Comparison with observations. *Acta Geophysica*, 57:803–836. 54, 80

[Axelsen et van Dop, 2009b] Axelsen, S. L. et van Dop, H. (2009b). Large-eddy simulation of katabatic winds. Part 2 : Sensitivity study and comparison with analytical models. *Acta Geophysica*, 57:837–856. 54, 96

[Baines, 2005] Baines, P. G. (2005). Mixing regimes for the flow of dense fluid down slopes into stratified environments. *Journal of Fluid Mechanics*, 538:245–267. 62, 80

[Ball, 1956] Ball, F. K. (1956). The Theory of Strong Katabatic Winds. *Australian Journal of Physics*, 9:373–+. 54, 80

[Banta *et al.*, 2004] Banta, R. M., Darby, L. S., Fast, J. D., Pinto, J. O., Whiteman, C. D., Shaw, W. J. et Orr, B. W. (2004). Nocturnal Low-Level Jet in a Mountain Basin Complex. Part I : Evolution and Effects on Local Flows. *Journal of Applied Meteorology*, 43:1348–1365. 19, 54, 160

[Barnston et Livezey, 1987] Barnston, A. G. et Livezey, R. E. (1987). Classification, Seasonality and Persistence of Low-Frequency Atmospheric Circulation Patterns. *Monthly Weather Review*, 115:1083–+. 13

[Barr et Orgill, 1989] Barr, S. et Orgill, M. (1989). Influence of external meteorology on nocturnal valley drainage winds. *Journal of Applied Meteorology*, 28(6):497–517. 156, 232

[Bastin et Drobinski, 2005] Bastin, S. et Drobinski, P. (2005). Temperature And Wind Velocity Oscillations Along a Gentle Slope During Sea-Breeze Events. *Boundary-Layer Meteorology*, 114:573–594. 54

[Boffetta *et al.*, 1997] Boffetta, P., Jourenkova, N. et Gustavsson, P. (1997). Cancer risk from occupational and environmental exposure to polycyclic aromatic hydrocarbons. *Cancer Causes and control*, 8(3):444–472. 2

[Boone *et al.*, 1999] Boone, A., Calvet, J. et Noilhan, J. (1999). Inclusion of a Third Soil Layer in a Land Surface Scheme Using the Force-Restore Method. *Journal of Applied Meteorology*, 38:1611–1630. 44

[Boucherez, 1990] Boucherez, A. (1990). *La Qualite de l'air dans le "Y" grenoblois : bilan et perspectives.* Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier. 148

[Bougeault et Lacarrere, 1989] Bougeault, P. et Lacarrere, P. (1989). Parameterization of Orography-Induced Turbulence in a Mesobeta–Scale Model. *Monthly Weather Review*, 117:1872–+. 44

[Bougeault *et al.*, 2008] Bougeault, P., Mascart, P. et Chaboureau, J. (2008). The meso-nh atmospheric simulation system : Scientific documentation. Météo-France, CNRS, 2008. 41, 46

[Braun-Fahrländer *et al.*, 1992] Braun-Fahrländer, C., Ackermann-Liebrich, U., Schwartz, J., Gnehm, H., Rutishauser, M. et Wanner, H. (1992). Air pollution and respiratory symptoms in preschool children. *The American review of respiratory disease*, 145(1):42. 114

[Brost et Wyngaard, 1978] Brost, R. A. et Wyngaard, J. C. (1978). A Model Study of the Stably Stratified Planetary Boundary Layer. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35:1427–1440. 92

[Brulfert, 2004] Brulfert, G. (2004). *Modélisation des circulations atmosphériques pour l'étude de la pollution des vallées alpines.* Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier. 41

[Cassou, 2004] Cassou, C. (2004). Du changement climatique aux régimes de temps : l'oscillation nord-atlantique. *La météorologie*, 45. 14

[Chaxel, 2006] Chaxel, E. (2006). *Photochimie et aérosol en région alpine : mélange et transport.* Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier. 110, 136, 148, 152, 161

[Chaxel et Chollet, 2009] Chaxel, E. et Chollet, J. (2009). Ozone production from Grenoble city during the August 2003 heat wave. *Atmospheric Environment*, 43(31):4784–4792. 136, 161

[Chemel, 2005] Chemel, C. (2005). *Transport et mélange en terrain complexe, application à la dynamique atmosphérique dans les vallées encaissées.* Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier. 9, 10, 32, 41, 45

[Chemel *et al.*, 2007] Chemel, C., Chaxel, E. et Chollet, J. (2007). On the role of the Grenoble valley topography in vertical transport of mass and pollutants. *In Proc. of the 29th International Conference on Alpine Meteorology*, pages 4–8. 136

[Chemel *et al.*, 2010] Chemel, C., Staquet, C. et Chollet, J. (2010). Estimating the diffusive heat flux across a stable interface forcednewpage by convective motions. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 17:187–200. 92

[Chemel *et al.*, 2009] Chemel, C., Staquet, C. et Largeron, Y. (2009). Generation of internal gravity waves by a katabatic wind in an idealized alpine valley. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 103(1):187–194. 53, 55, 56, 57, 68, 75, 80, 89

[Chou, 1992] Chou, M. (1992). A Solar Radiation Model for Use in Climate Studies. *Journal of Atmospheric Sciences*, 49:762–772. 44

[Claeyman, 2004] Claeyman, M. (2004). Modélisation atmosphérique d ?épisodes estivaux sur l'agglomération grenobloise (dea). Rapport technique. 41

[Clements *et al.*, 2003] Clements, C., Whiteman, C. et Horel, J. (2003). Cold-air-pool structure and evolution in a mountain basin : Peter Sinks, Utah. *Journal of Applied Meteorology*, 42:752–768. 195, 202, 203, 231

[Clements *et al.*, 1989] Clements, W., Archuleta, J. et Gudiksen, P. (1989). Experimental design of the 1984 ASCOT field study. *Journal of Applied Meteorology*. 160

[Couach, 2002] Couach, O. (2002). *Etude et modélisation de la pollution photochimique sur la ville de Grenoble*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Federale de Lausanne. 136, 148, 152, 153, 160, 232

[Couach *et al.*, 2003] Couach, O., Balin, I., Jiménez, R., Ristori, P., Perego, S., Kirchner, F., Simeonov, V., Calpini, B. et Van den Bergh, H. (2003). An investigation of ozone and planetary boundary layer dynamics over the complex topography of Grenoble combining measurements and modeling. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 3(1):797–825. 136, 160

[Coulter et Gudiksen, 1995] Coulter, R. et Gudiksen, P. (1995). The dependence of canyon winds on surface cooling and external forcing in Colorado's Front Range. *Journal of Applied Meteorology*, 34:1419–1429. 152

[Cuxart *et al.*, 2000] Cuxart, J., Bougeault, P. et Redelsperger, J. L. (2000). A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126:1–30. 39, 41, 44

[Cuxart *et al.*, 2007] Cuxart, J., Jiménez, M. A. et Martínez, D. (2007). Nocturnal Meso-Beta Basin and Katabatic Flows on a Midlatitude Island. *Monthly Weather Review*, 135:918–+. 54, 80, 160

[De Franceschi, 2004] De Franceschi, M. (2004). Investigation of atmospheric boundary layer dynamics in Alpine valleys. *Monographs of the Schoolof Doctoral Studies in Environmental Engineering of the University of Trento*. 33

[De Franceschi *et al.*, 2009] De Franceschi, M., Zardi, D., Tagliazucca, M. et Tampieri, F. (2009). Analysis of second-order moments in surface layer turbulence in an Alpine valley. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 135:1750–1765. 80

[De Wekker et Whiteman, 2006] De Wekker, S. et Whiteman, C. (2006). On the time scale of nocturnal boundary layer cooling in valleys and basins and over plains. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 45(6):813–820. 195

[Deardorff, 1979] Deardorff, J. (1979). Prediction of convective mixed-layer entrainment for realistic capping inversion structure. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 36(3):424–436. 31

[Deardorff, 1972] Deardorff, J. W. (1972). Parameterization of the Planetary Boundary layer for Use in General Circulation Models1. *Monthly Weather Review*, 100:93–+. 43

[Deardorff, 1980] Deardorff, J. W. (1980). Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model. *Boundary-Layer Meteorology*, 18:495–527. 43, 44, 86

[Defant, 1949] Defant, F. (1949). Zur Theorie der Hangwinde, nebst Bemerkungen zur Theorie der Berg- und Talwinde. *Archives for Meteorology Geophysics and Bioclimatology Series A Meteorology and Atmopsheric Physics*, 1:421–450. 27, 28, 54, 80, 160

[Defant, 1951] Defant, F. (1951). Local winds. *Compendium of meteorology*, 655: 672. 27, 28

[Delmas *et al.*, 2005] Delmas, R., Mégie, G. et Peuch, V. (2005). *Physique et Chimie de l'Atmosphère*. Belin. 10, 11, 17, 29, 31

[Demuzere et van Lipzig, 2010] Demuzere, M. et van Lipzig, N. (2010). A new method to estimate air-quality levels using a synoptic-regression approach. Part I : Present-day O3 and PM10 analysis. *Atmospheric Environment*, 44(10):1341–1355. 114

[Dockery *et al.*, 1993] Dockery, D., Pope, C., Xu, X., Spengler, J., Ware, J., Fay, M., Ferris, B. et Speizer, F. (1993). An association between air pollution and mortality in six US cities. *The New England journal of medicine*, 329(24): 1753. 114

[Dohan et Sutherland, 2003] Dohan, K. et Sutherland, B. R. (2003). Internal waves generated from a turbulent mixed region. *Physics of Fluids*, 15:488–498. 76, 77

[Doran, 1993] Doran, J. (1993). An overview of the ASCOT program. *In Conference : Topical meeting on environmental transport and dosimetry, Charleston, SC (United States), 31 Aug-3 Sep 1993.* 160

[Doran *et al.*, 2002] Doran, J., Fast, J., Horel, J., Poulos, G., Blumen, W., Fritts, D., Lundquist, J., Sun, J., Burns, S., Nappo, C. *et al.* (2002). The VTMX 2000 campaign. *Boundary-Layer Meteorology*, 90(3). 160

[Durran, 1989] Durran, D. (1989). Improving the anelastic approximation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46(11):1453–1461. 47

[Durran et Arakawa, 2007] Durran, D. et Arakawa, A. (2007). Generalizing the Boussinesq approximation to stratified compressible flow. *Comptes Rendus Mécanique*, 335(9-10):655–664. 47

[Etling, 1989] Etling, D. (1989). On atmospheric vortex streets in the wake of large islands. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 41(3):157–164. 25

[Fast *et al.*, 1996] Fast, J., Zhong, S. et Whiteman, C. (1996). Boundary layer evolution within a canyonland basin. Part II : Numerical simulations of nocturnal flows and heat budgets. 195, 226

[Favez *et al.*, 2010] Favez, O., El Haddad, I., Piot, C., Boréave, A., Abidi, E., Marchand, N., Jaffrezo, J., Besombes, J., Personnaz, M., Sciare, J. *et al.* (2010). Inter-comparison of source apportionment models for the estimation of wood burning aerosols during wintertime in an Alpine city (Grenoble, France). *Atmos. Chem. Phys. Discuss*, 10:559–613. 111

[Fedorovich et Shapiro, 2009] Fedorovich, E. et Shapiro, A. (2009). Structure of numerically simulated katabatic and anabatic flows along steep slopes. *Acta Geophysica*, 57:981–1010. 54, 80

[Ferrario *et al.*, 2008] Ferrario, M., Rossa, A. et Pernigotti, D. (2008). Characterization of PM10 accumulation periods in the Po valley by means of boundary layer profilers. *In IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 1, page 012067. IOP Publishing. 109, 114

[Fleagle, 1950] Fleagle, R. G. (1950). a Theory of Air Drainage. *Journal of Atmospheric Sciences*, 7:227–232. 54, 62, 80

[Flynn et Sutherland, 2004] Flynn, M. R. et Sutherland, B. R. (2004). Intrusive gravity currents and internal gravity wave generation in stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 514:355–383. 76, 77, 230

[Gal-Chen et Somerville, 1975a] Gal-Chen, T. et Somerville, R. C. J. (1975a). Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations with Topography. *Journal of Computational Physics*, 17:276–+. 41

[Gal-Chen et Somerville, 1975b] Gal-Chen, T. et Somerville, R. C. J. (1975b). On the use of a coordinate transformation for the solution of the Navier-Stokes equations. *Journal of Computational Physics*, 17:209–228. 41, 46

[Garratt, 1994] Garratt, J. R. (1994). *The Atmospheric Boundary Layer*. 16, 17, 18, 30, 38, 120

[Garriott, 1892] Garriott, E. (1892). Chinook Winds. *Monthly Weather Review*, 20:23–23. 26

[Gatski *et al.*, 1996] Gatski, T., Hussaini, M. et Lumley, J. (1996). *Simulation and modeling of turbulent flows*. Oxford University Press, USA. 38

[Germano *et al.*, 1991] Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. et Cabot, W. H. (1991). A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids*, 3:1760–1765. 43

[Gill, 1982] Gill, A. (1982). *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press. 55

[Gohm *et al.*, 2009] Gohm, A., Harnisch, F., Vergeiner, J., Obleitner, F., Schnitzhofer, R., Hansel, A., Fix, A., Neininger, B., Emeis, S. et Schäfer, K. (2009). Air pollution transport in an Alpine valley : Results from airborne and ground-based observations. *Boundary-layer meteorology*, 131(3):441–463. 136, 160

[Grisogono et Belušić, 2009] Grisogono, B. et Belušić, D. (2009). A review of recent advances in understanding the meso-and microscale properties of the severe Bora wind. *Tellus A*, 61(1):1–16. 26

[Grisouard et Staquet, 2010] Grisouard, N. et Staquet, C. (2010). Numerical simulations of the local generation of internal solitary waves in the bay of biscay. *Submitted to Nonlin. Processes Geophys.* 105

[Grisouard *et al.*, 2010] Grisouard, N., Staquet, C. et Gerkema, T. (2010). Generation of internal solitary waves in a pycnocline by an internal wave beam : a numerical study. *Submitted to J. Fluid Mech.* 105

[Grivas *et al.*, 2008] Grivas, G., Chaloulakou, A. et Kassomenos, P. (2008). An overview of the PM10 pollution problem, in the Metropolitan Area of Athens, Greece. Assessment of controlling factors and potential impact of long range transport. *Science of the total environment*, 389(1):165–177. 133

[Grubišić *et al.*, 2008] Grubišić, V., Doyle, J., Kuettner, J., Mobbs, S., Smith, R., Whiteman, C., Dirks, R., Czyzyk, S., Cohn, S., Vosper, S. *et al.* (2008). The Terrain-Induced Rotor Experiment. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 89(10). 160

[Gryning *et al.*, 1985] Gryning, S., Mahrt, L. et Larsen, S. (1985). Oscillating nocturnal slope flow in a coastal valley. *Tellus Series A*, 37:196–+. 54, 62

[Guardans et Palomino, 1995] Guardans, R. et Palomino, I. (1995). Description of wind field dynamic patterns in a valley and their relation to mesoscale and synoptic-scale meteorological situations. *Journal of Applied Meteorology*, 34(1): 49–67. 136

[Gudiksen *et al.*, 1992] Gudiksen, P., Leone Jr, J., King, C., Ruffieux, D. et Neff, W. (1992). Measurements and modeling of the effects of ambient meteorology on nocturnal drainage flows. *Journal of Applied Meteorology*, 31(9):1023–1032. 152, 232

[Guilbaud, 1996] Guilbaud, C. (1996). *Etude des inversions thermiques : Application aux écoulements atmosphériques dans des vallées encaissées.* Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier. 31

[Guiter, 1975] Guiter, J. (1975). Climatologie comparée de quelques vallées alpines et pyrénéennes. *Revue de géographie alpine*, 63(3):379–391. 1

[Guzmán-Torres *et al.*, 2009] Guzmán-Torres, D., Eiguren-Fernández, A., Cicero-Fernández, P., Maubert-Franco, M., Retama-Hernández, A., Ramos Villegas, R. et Miguel, A. (2009). Effects of meteorology on diurnal

and nocturnal levels of priority polycyclic aromatic hydrocarbons and elemental and organic carbon in PM10 at a source and a receptor area in Mexico City. *Atmospheric Environment*, 43(17):2693–2699. 114, 115, 127

[Harnisch *et al.*, 2009] Harnisch, F., Gohm, A., Fix, A., Schnitzhofer, R., Hansel, A. et Neininger, B. (2009). Spatial distribution of aerosols in the Inn Valley atmosphere during wintertime. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 103(1):223–235. 136

[Hawkes, 1947] Hawkes, H. (1947). *Mountain and valley winds with special reference to the diurnal mountain winds of the Great Salt Lake Region.* Thèse de doctorat. 1, 60

[Hazewinkel, 2007] Hazewinkel, J. (2007). Internal wave radiation from gravity current down a slope in a stratified fluid. *Proceedings GFD Summerschool 2007, Woods Hole.* 75

[Heimann, 2007] Heimann, D., M. C. E. E. (2007). 2007 : Air pollution, traffic noise and related health effects in the alpine space. a guide for authorities and consulters, alpnap comprehensive report. *Università degli Studi di Trento, Trento.* 29

[Helmis et Papadopoulos, 1996] Helmis, C. G. et Papadopoulos, K. H. (1996). Some aspects of the variation with time of katabatic flow over a simple slope. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 122:595–610. 54, 62

[Holden *et al.*, 2000] Holden, J., Derbyshire, S. et Belcher, S. (2000). Tethered balloon observations of the nocturnal stable boundary layer in a valley. *Boundary-Layer Meteorology*, 97(1):1–24. 157

[Holst *et al.*, 2008] Holst, J., Mayer, H. et Holst, T. (2008). Effect of meteorological exchange conditions on PM10 concentration. *Meteorologische Zeitschrift*, 17(3):273–282. 114, 132, 243

[Houghton, 2002] Houghton, J. (2002). *The Physics of Atmospheres.* Cambridge University Press. 10, 14

[Jacquemin et Noilhan, 1990] Jacquemin, B. et Noilhan, J. (1990). Sensitivity study and validation of a land surface parameterization using the HAPEX-MOBILHY data set. *Boundary-Layer Meteorology*, 52:93–134. 44

[Janhäll *et al.*, 2006] Janhäll, S., Olofson, K., Andersson, P., Pettersson, J. et Hallquist, M. (2006). Evolution of the urban aerosol during winter temperature inversion episodes. *Atmospheric Environment*, 40(28):5355–5366. 114

[Jeffreys, 1926] Jeffreys, H. (1926). On the dynamics of geostrophic winds. *QJRMS.* 13

[Justus, 1985] Justus, C. (1985). Wind energy. *Handbook of Applied Meteorology. American Meteorological Society, Boston*, pages 915–944. 25

[Justus et Jeffries, 1995] Justus, C. et Jeffries, W. (1995). The nasa/msfc global reference atmospheric model-1995 version(gram-95). Rapport technique, NASA. 8

[Kappos *et al.*, 2004] Kappos, A., Bruckmann, P., Eikmann, T., Englert, N., Heinrich, U., Höppe, P., Koch, E., Krause, G., Kreyling, W., Rauchfuss, K. *et al.* (2004). Health effects of particles in ambient air. *International Journal of Hygiene and Environmental Health*, 207(4):399–407. 114

[Kerbiriou, 2004] Kerbiriou, M. A. (2004). *Dynamique d'une inversion thermique, transport et mélange en vallée encaissée : une étude numérique tridimensionnelle.* Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier. 29, 32, 41

[Kimoto et Ghil, 1993a] Kimoto, M. et Ghil, M. (1993a). Multiple Flow Regimes in the Northern Hemisphere Winter. Part I : Methodology and Hemispheric Regimes. *Journal of Atmospheric Sciences*, 50:2625–2644. 14

[Kimoto et Ghil, 1993b] Kimoto, M. et Ghil, M. (1993b). Multiple Flow Regimes in the Northern Hemisphere Winter. Part II : Sectorial Regimes and Preferred Transitions. *Journal of Atmospheric Sciences*, 50:2645–2673. 14

[Klingner et Sahn, 2008] Klingner, M. et Sahn, E. (2008). Prediction of PM10 concentration on the basis of high resolution weather forecasting. *Meteorologische Zeitschrift*, 17(3):263–272. 114

[Klot *et al.*, 2002] Klot, S., Wolke, G., Tuch, T., Heinrich, J., Dockery, D., Schwartz, J., Kreyling, W., Wichmann, H. et Peters, A. (2002). Increased asthma medication use in association with ambient fine and ultrafine particles. *European Respiratory Journal*, 20(3):691. 114

[Kolev *et al.*, 2000] Kolev, I., Savov, P., Kaprielov, B., Parvanov, O. et Simeonov, V. (2000). Lidar observation of the nocturnal boundary layer formation over Sofia, Bulgaria. *Atmospheric Environment*, 34(19):3223–3235. 114

[Kondo *et al.*, 1989] Kondo, J., Kuwagata, T. et HaGINOYA, S. (1989). Heat budget analysis of nocturnal cooling and daytime heating in a basin. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 46:19. 33, 196, 226, 227, 231

[Kondrashov *et al.*, 2003] Kondrashov, D., Ide, K. et Ghil, M. (2003). Weather Regimes and Preferred Transition Paths in a Three-Level Quasigeostrophic Model. *JAS*, 61:568–587. 14

[Kondrashov *et al.*, 2007] Kondrashov, D., Shen, J., Berk, R., D'Andrea, F. et Ghil, M. (2007). Predicting weather regime transitions in Northern Hemisphere datasets. *Climate Dynamics*, 29:535 ?551. 14

[Kukkonen *et al.*, 2005] Kukkonen, J., Pohjola, M. *et al.* (2005). Analysis and evaluation of selected local-scale PM10 air pollution episodes in four European cities : Helsinki, London, Milan and Oslo. *Atmospheric Environment*, 39(15):2759–2773. 109, 114, 115, 128, 134, 136

[Kuo *et al.*, 2008] Kuo, C., Chen, P., Lin, Y., Lin, C., Chen, H. et Shih, J. (2008). Factors affecting the concentrations of PM10 in central Taiwan. *Chemosphere*, 70(7):1273–1279. 114, 115

[Labitzke *et al.*, 1985] Labitzke, K., Barnett, J. et Edward, B. (1985). Middle atmosphere program-atmospheric structure and its variation in the region 20 to

120 km-draft of a new reference middle atmosphere. Rapport technique, Handbook for MAP, vol. 16, University of Illinois. 8

[Lafore *et al.*, 1998] Lafore, J., Stein, J., Asencio, N., Bougeault, P., Ducrocq, V., Duron, J., Fischer, C., Héreil, P., Mascart, P., Masson, V. *et al.* (1998). The Meso-NH atmospheric simulation system. Part I : Adiabatic formulation and control simulations. *In Annales Geophysicae*, volume 16, pages 90–109. Springer. 41

[Largeron *et al.*, 2010a] Largeron, Y., Staquet, C. et Chemel, C. (2010a). Characterization of oscillating motions in the stable atmosphere of a deep valley. *Submitted to Boundary Layer Meteorology*. 53, 77, 80, 89

[Largeron *et al.*, 2010b] Largeron, Y., Staquet, C. et Chemel, C. (2010b). Turbulent mixing in a katabatic wind under stable conditions. *Meteorologische Zeitschrift*, in press. 80

[Launder et Spalding, 1974] Launder, B. et Spalding, D. (1974). The numerical computation of turbulent flows. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 3(2):269–289. 38

[Le Moigne, 2009] Le Moigne, P. (2009). SURFEX scientific documentation. *Note de Centre du Groupe de Météorologie à Moyenne Echelle*, 87. 139

[Lehner et Gohm, 2010] Lehner, M. et Gohm, A. (2010). Idealised Simulations of Daytime Pollution Transport in a Steep Valley and its Sensitivity to Thermal Stratification and Surface Albedo. *Boundary-layer meteorology*, 134(2):327–351. 160

[Lesieur, 1999] Lesieur, M. (1999). Turbulence et déterminisme. *Presse Université de Grenoble*. 16

[Lettau, 1967] Lettau, B. (1967). Thermally and Frictionally Produced Wind Shear in the Planetary Boundary Layer at Little America, Antarctica. *Monthly Weather Review*, 95:627–+. 19

[Lighthill, 1978] Lighthill, J. (1978). *Waves in fluids*. 64

[Lilly, 1967] Lilly, D. (1967). The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments. *In Proc. IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences*, volume 195. 43, 100

[Linden, 1975] Linden, P. F. (1975). The deepening of a mixed layer in a stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics*, 71:385–405. 76, 77

[Lorenz, 1967] Lorenz, E. (1967). *The nature and theory of the general circulation of the atmosphere*. WMO Monograph. 13

[Lorenz, 1970] Lorenz, E. (1970). The nature of the global circulation of the atmosphere : A present view. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 3:23. 13

[Lorenz, 1991] Lorenz, E. (1991). The general circulation of the atmosphere : an evolving problem. *Tellus*. 13

[Mahrt, 1982] Mahrt, L. (1982). Momentum Balance of Gravity Flows. *Journal of Atmospheric Sciences*, 39:2701–2711. 27, 54, 80, 91, 101

[Malardel, 2005] Malardel, S. (2005). *Fondamentaux de Météorologie*. Cépaduès. 8, 12, 13, 14, 24

[Manins et Sawford, 1979] Manins, P. C. et Sawford, B. L. (1979). A Model of Katabatic Winds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 36:619–630. 54, 80

[Martínez et Cuxart, 2007] Martínez, D. et Cuxart, J. (2007). A gravity current study within the Palma de Mallorca basin. *Física de la Tierra*, (19):21. 54, 80

[Masson, 2000] Masson, V. (2000). A Physically-Based Scheme For The Urban Energy Budget In Atmospheric Models. *Boundary-Layer Meteorology*, 94:357–397. 41, 46

[Masson *et al.*, 2008] Masson, V., Gomes, L., Pigeon, G., Liousse, C., Pont, V., Lagouarde, J., Voogt, J., Salmond, J., Oke, T., Hidalgo, J. *et al.* (2008). The canopy and aerosol particles interactions in Toulouse urban layer (CAPITOUL) experiment. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 102(3):135–157. 233

[Masson et Seity, 2009] Masson, V. et Seity, Y. (2009). Including Atmospheric Layers in Vegetation and Urban Offline Surface Schemes. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 48:1377–+. 46

[McIlveen, 1992] McIlveen, R. (1992). *Fundamentals of Weather and Climate*. Chapman and Hall. 8

[McNider, 1982] McNider, R. T. (1982). A Note on Velocity Fluctuations in Drainage Flows. *Journal of Atmospheric Sciences*, 39:1658–1660. 54, 62, 75, 80, 89, 229

[Michelangeli *et al.*, 1995] Michelangeli, P., Vautard, R. et Legras, B. (1995). Weather Regimes : Recurrence and Quasi Stationarity. *Journal of Atmospheric Sciences*, 52:1237–1256. 13, 14

[Moeng, 1984] Moeng, C. (1984). A Large-Eddy-Simulation Model for the Study of Planetary Boundary-Layer Turbulence. *Journal of Atmospheric Sciences*, 41: 2052–2062. 43

[Monin et Obukhov, 1954] Monin, A. et Obukhov, A. (1954). Basic laws of turbulent mixing in the surface layer of the atmosphere. *Tr. Akad. Nauk SSSR Geophiz. Inst.*, 24:163. 17, 18

[Monin, 1962] Monin, M. (1962). Vents locaux et vents généraux dans la région de Grenoble. *Revue de géographie alpine*, 50(1):37–58. 148

[Monti *et al.*, 2002] Monti, P., Fernando, H., Princevac, M., Chan, W., Kowalewski, T. et Pardyjak, E. (2002). Observations of flow and turbulence in the nocturnal boundary layer over a slope. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59:2513–2534. 54, 62, 80, 81, 92, 96, 102

[Moppert, 2006] Moppert, C. (2006). Echanges dans la couche limite et la basse troposphère et conséquences sur la pollution dans la région de Fos-Berre-Marseille (expérience ESCOMPTE). 41

[Morcrette, 1991] Morcrette, J. (1991). Radiation and cloud radiative properties in the European Centre for Medium Range Weather Forecasts forecasting system. *Journal of Geophysical Research*, 96:9121–9132. 41, 44

[Mori et Kobayashi, 1996] Mori, M. et Kobayashi, T. (1996). Dynamic interaction between observed nocturnal drainage winds and a cold air lake. *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 74(2):247–258. 54

[Moum *et al.*, 2003] Moum, J. N., Farmer, D. M., Smyth, W. D., Armi, L. et Vagle, S. (2003). Structure and Generation of Turbulence at Interfaces Strained by Internal Solitary Waves Propagating Shoreward over the Continental Shelf. *J. Phys. Oceanogr.*, 33:2093–+. 105

[Müller et Whiteman, 1988] Müller, H. et Whiteman, C. (1988). Breakup of a nocturnal temperature inversion in the Dischma Valley during DISKUS. *Journal of Applied Meteorology*, 27(2):188–194. 194

[Navier, 1823] Navier, C. (1823). *Mémoire sur les lois du mouvement des fluides*. Mém. Acad. Sci. Inst. France. 12

[Noilhan et Planton, 1989] Noilhan, J. et Planton, S. (1989). A Simple Parameterization of Land Surface Processes for Meteorological Models. *Monthly Weather Review*, 117:536–+. 19, 41, 44, 46, 47, 58

[Olofson *et al.*, 2009] Olofson, K., Andersson, P., Hallquist, M., Ljungström, E., Tang, L., Chen, D. et Pettersson, J. (2009). Urban aerosol evolution and particle formation during wintertime temperature inversions. *Atmospheric Environment*, 43(2):340–346. 115

[Orgill et Schreck, 1985] Orgill, M. et Schreck, R. (1985). An overview of the ASCOT multi-laboratory field experiments in relation to drainage winds and ambient flow. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 66(10). 152

[Orlanski, 1975] Orlanski, I. (1975). A rational subdivision of scales for atmospheric processes. *Bull. Am. Met. Soc.*, 56:529–530. 3, 4, 9

[Peck, 1996] Peck, L. (1996). Temporal and spatial fluctuations in ground cover surface temperature at a Northern New England site. *Atmospheric research*, 41(2):131–160. 58

[Pernigotti *et al.*, 2007] Pernigotti, D., Rossa, A., Ferrario, M., Sansone, M. et Benassi, A. (2007). Influence of ABL stability on the diurnal cycle of PM10 concentration : illustration of the potential of the new Veneto network of MW-radiometers and SODAR. *Meteorologische Zeitschrift*, 16(5):505–511. 115

[Perrino *et al.*, 2001] Perrino, C., Pietrodangelo, A. et Febo, A. (2001). An atmospheric stability index based on radon progeny measurements for the evaluation of primary urban pollution. *Atmospheric Environment*, 35(31):5235–5244. 114

[Petkovsek et Hocevar, 1971] Petkovsek, Z. et Hocevar, A. (1971). Night drainage winds. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklimatol*, pages 353–360. 54, 80

[Pielke, 1984] Pielke, R. A. (1984). *Mesoscale meteorological modeling*. 9

[Pinty et Jabouille, 1998] Pinty, J. et Jabouille, P. (1998). A mixed-phase cloud parameterization for use in a mesoscale non-hydrostatic model : simulations of a squall line and of orographic precipitations. *In Conf. on Cloud Physics*, pages 217–220. 41

[Plaut et Simmonnet, 2001] Plaut, G. et Simmonnet, E. (2001). Large-scale circulation classification, weather regimes, and local climate over France, the Alps and Western Europe. *Climate Research*, 17:303–324. 14, 15

[Pleim et Xiu, 1995] Pleim, J. E. et Xiu, A. (1995). Development and Testing of a Surface Flux and Planetary Boundary Layer Model for Application in Mesoscale Models. *Journal of Applied Meteorology*, 34:16–32. 44

[Pope III *et al.*, 2002] Pope III, C., Burnett, R., Thun, M., Calle, E., Krewski, D., Ito, K. et Thurston, G. (2002). Lung cancer, cardiopulmonary mortality, and long-term exposure to fine particulate air pollution. *Jama*, 287(9):1132. 2

[Pope III et Dockery, 1992] Pope III, C. et Dockery, D. (1992). Acute health effects of PM10 pollution on symptomatic and asymptomatic children. *The American review of respiratory disease*, 145(5):1123. 114

[Pope III et Dockery, 2006] Pope III, C. et Dockery, D. (2006). Health effects of fine particulate air pollution : lines that connect. *Journal of the Air & Waste Management Association*, 56(6):709–742. 114

[Poulos *et al.*, 2000] Poulos, G., Bossert, J., McKee, T. et Pielke, R. (2000). The interaction of katabatic flow and mountain waves. Part I : Observations and idealized simulations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57:1919–1936. 24

[Poulos *et al.*, 2007] Poulos, G., Bossert, J., McKee, T. et Pielke Sr, R. (2007). The interaction of katabatic flow and mountain waves. Part II : case study analysis and conceptual model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64(6):1857–1879. 24

[Prandtl, 1942] Prandtl, L. (1942). *Führer durch die Strömungslehre*. Hafner Pub. Co. 54, 80

[Princevac *et al.*, 2008] Princevac, M., Hunt, J. et Fernando, H. (2008). Quasi-steady katabatic winds on slopes in wide valleys : Hydraulic theory and observations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 65:627–643. 54

[Rampanelli *et al.*, 2004] Rampanelli, G., Zardi, D. et Rotunno, R. (2004). Mechanisms of Up-Valley Winds. *Journal of Atmospheric Sciences*, 61:3097–3111. 56

[Raphael, 2003] Raphael, M. (2003). The Santa Ana winds of California. *Earth Interactions*, 7:1–13. 26

[Ren et Xue, 2004] Ren, D. et Xue, M. (2004). A Revised Force Restore Model for Land Surface Modeling. *Journal of Applied Meteorology*, 43:1768–1782. 44

[Rogers, 1984] Rogers, J. C. (1984). The Association between the North Atlantic Oscillation and the Southern Oscillation in the Northern Hemisphere. *Monthly Weather Review*, 112:1999–+. 14

[Rotach *et al.*, 2004] Rotach, M. W., Calanca, P., Graziani, G., Gurtz, J., Steyn, D. G., Vogt, R., Andretta, M., Christen, A., Cieslik, S., Connolly, R., de Wekker, S. F. J., Galmarini, S., Kadygrov, E. N., Kadygrov, V., Miller, E., Neininger, B., Rucker, M., van Gorsel, E., Weber, H., Weiss, A. et Zappa, M. (2004). Turbulence Structure and Exchange Processes in an Alpine Valley : The Riviera Project. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 85:1367–1385. 54, 160

[Rotach et Zardi, 2007] Rotach, M. W. et Zardi, D. (2007). On the boundary-layer structure over highly complex terrain : Key findings from MAP. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 133:937–948. 3, 54, 80

[Sansone *et al.*, 2006] Sansone, M., Bressan, M., Pernigotti, D., Rossa, A., Ferrario, M. et Benassi, A. (2006). A MULTIPLE REGRESSION APPROACH TO FORECASTING PM10 CONCENTRATION IN THE CITY OF PADUA, ITALY. 114

[Schaefer *et al.*, 2008] Schaefer, K., Vergeiner, J., Emeis, S., Wittig, J., Hoffmann, M., Obleitner, F. et Suppan, P. (2008). Atmospheric influences and local variability of air pollution close to a motorway in an Alpine valley during winter. *Meteorologische Zeitschrift*, 17(3):297–309. 115

[Schmidli *et al.*, 2009] Schmidli, J., Poulos, G., Daniels, M. et Chow, F. (2009). External influences on nocturnal thermally driven flows in a deep valley. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 48. 152, 157

[Schmidt et Schumann, 1989] Schmidt, H. et Schumann, U. (1989). Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations. *Journal of Fluid Mechanics*, 200:511–562. 18

[Schnitzhofer *et al.*, 2007] Schnitzhofer, R., Norman, M., Dunkl, J., Wisthaler, A., Gohm, A., Obleitner, F., Neininger, B. et Hansel, A. (2007). Vertical distribution of air pollutants in the Inn Valley atmosphere in winter 2006. *In Geophysical Research Abstracts*. 136

[Seaman, 2000] Seaman, N. (2000). Meteorological modeling for air-quality assessments* 1. *Atmospheric Environment*, 34(12-14):2231–2259. 3

[Serafin, 2006] Serafin, S. (2006). Boundary Layer Processes and Thermally Driven Flows over Complex Terrain. *Monographs of the Schoolof Doctoral Studies in Environmental Engineering of the University of Trento*. 27

[Silva *et al.*, 2007] Silva, P., Vawdrey, E., Corbett, M. et Erupe, M. (2007). Fine particle concentrations and composition during wintertime inversions in Logan, Utah, USA. *Atmospheric environment*, 41(26):5410–5422. 109, 114

[Skyllingstad, 2003] Skyllingstad, E. D. (2003). Large-Eddy Simulation of Katabatic Flows. *Boundary-Layer Meteorology*, 106:217–243. 62

[Smagorinsky, 1963] Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly weather review*, 91:99–164. 38, 43, 100

[Smith et Skyllingstad, 2005] Smith, C. M. et Skyllingstad, E. D. (2005). Numerical Simulation of Katabatic Flow with Changing Slope Angle. *Monthly Weather Review*, 133:3065–+. 54, 80, 91

[Staquet et Bouruet-Aubertot, 2001] Staquet, C. et Bouruet-Aubertot, P. (2001). Mixing in weakly turbulent stably stratified flows. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 34:81–102. 96, 102

[Staquet et Sommeria, 2002] Staquet, C. et Sommeria, J. (2002). Internal Gravity Waves : From Instabilities to Turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 34(1):559–593. 105

[Stein *et al.*, 2000] Stein, J., Richard, E., Lafore, J. P., Pinty, J. P., Asencio, N. et Cosma, S. (2000). High-Resolution Non-Hydrostatic Simulations of Flash-Flood Episodes with Grid-Nesting and Ice-Phase Parameterization. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 72:203–221. 41

[Stevens et Lenschow, 2001] Stevens, B. et Lenschow, D. H. (2001). Observations, Experiments, and Large Eddy Simulation. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 82:283–294. 39, 40

[Stull, 1988] Stull, R. (1988). *An introduction to boundary layer meteorology*. 9, 16, 17, 30, 120

[Surridge, 1986] Surridge, A. (1986). The evolution of the nocturnal temperature inversion. *Boundary-Layer Meteorology*, 36(3):295–305. 194

[Sutherland et Linden, 1998] Sutherland, B. R. et Linden, P. F. (1998). Internal wave excitation from stratified flow over a thin barrier. *Journal of Fluid Mechanics*, 377:223–252. 76, 77

[Thunis et Bornstein, 1996] Thunis, P. et Bornstein, R. (1996). Hierarchy of Mesoscale Flow Assumptions and Equations. *Journal of Atmospheric Sciences*, 53:380–397. 9

[Toole, 1998] Toole, J. (1998). Turbulent mixing in the ocean. *Ocean Modeling and Parameterization*, 516:171–190. 81

[Trachte *et al.*, 2010] Trachte, K., Nauss, T. et Bendix, J. (2010). The Impact of Different Terrain Configurations on the Formation and Dynamics of Katabatic Flows : Idealised Case Studies. *Boundary-Layer Meteorology*, 134:307–325. 54, 80

[Triantafyllou, 1994] Triantafyllou, A. (1994). *Experimental and theoretical study of the dispersion and diffusion conditions of the air pollutants on the axis of the Amyntaeon-Ptolemaida-Kozani-Servia basin.* Thèse de doctorat, Ph. D. Thesis, University of Athens, Greece. 124

[Triantafyllou, 2001] Triantafyllou, A. (2001). PM10 pollution episodes as a function of synoptic climatology in a mountainous industrial area. *Environmental Pollution*, 112(3):491–500. 114, 115, 133, 136, 230

[Triantafyllou et Kassomenos, 2002] Triantafyllou, A. et Kassomenos, P. (2002). Aspects of atmospheric flow and dispersion of air pollutants in a mountainous basin. *The Science of the Total Environment*, 297(1-3):85–103. 136

[Triantafyllou *et al.*, 2000] Triantafyllou, A., Vosniakos, F., Charalabidis, G. et Papadakis, N. (2000). ON THE AIR POLLUTION IN WEST MACEDONIA REGION, GREECE. *Journal of Environmental Protection and Ecology*, 1(1):17–21. 136

[van Gorsel *et al.*, 2004] van Gorsel, E., Vogt, R., Christen, A. et Rotach, M. (2004). Low frequency temperature and velocity oscillations in katabatic winds. *In International Conference on Alpine Meteorology*. 54, 55, 62, 80

[Vardoulakis et Kassomenos, 2008] Vardoulakis, S. et Kassomenos, P. (2008). Sources and factors affecting PM10 levels in two European cities : Implications for local air quality management. *Atmospheric Environment*, 42(17):3949–3963. 114

[Vautard, 1990] Vautard, R. (1990). Multiple Weather Regimes over the North Atlantic : Analysis of Precursors and Successors. *Monthly Weather Review*, 118: 2056–+. 14

[Vautard et Legras, 1988] Vautard, R. et Legras, B. (1988). On the Source of Midlatitude Low-Frequency Variability. Part II : Nonlinear Equilibration of Weather Regimes. *Journal of Atmospheric Sciences*, 45:2845–2867. 14

[Vautard *et al.*, 1988] Vautard, R., Legras, B. et Deque, M. (1988). On the Source of Midlatitude Low-Frequency Variability. Part I : A Statistical Approach to Persistence. *Journal of Atmospheric Sciences*, 45:2811–2844. 14

[Vecchi *et al.*, 2007] Vecchi, R., Marcazzan, G. et Valli, G. (2007). A study on nighttime-daytime PM10 concentration and elemental composition in relation to atmospheric dispersion in the urban area of Milan (Italy). *Atmospheric environment*, 41(10):2136–2144. 114, 127

[Venegas et Mazzeo, 1999] Venegas, L. et Mazzeo, N. (1999). Atmospheric stagnation, recirculation and ventilation potential of several sites in Argentina. *Atmospheric Research*, 52(1-2):43–57. 187

[Voisin, 2007] Voisin, B. (2007). Added mass effects on internal wave generation. *In Fifth International Symposium on Environmental Hydraulics, Tempe, AZ, USA*, volume 4. 76

[Vosper et Brown, 2008] Vosper, S. et Brown, A. (2008). Numerical simulations of sheltering in valleys : The formation of nighttime cold-air pools. *Boundary-layer meteorology*, 127(3):429–448. 157

[Wang *et al.*, 2010] Wang, F., Chen, D., Cheng, S., Li, J., Li, M. et Ren, Z. (2010). Identification of regional atmospheric PM10 transport pathways using HYSPLIT, MM5-CMAQ and synoptic pressure pattern analysis. *Environmental Modelling & Software*. 115, 136

[Wang *et al.*, 2009] Wang, W., Chen, K., Wang, S., Lee, H. et Tsai, M. (2009). Modeling atmospheric PM10 concentrations during severe pollution events in southern Taiwan. *Atmospheric Research*, 92(2):159–171. 115

[Wanner et Furger, 1990] Wanner, H. et Furger, M. (1990). The Bise : Climatology of a regional wind north of the Alps. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 43:105–115. 26

[Whiteman, 1986] Whiteman, C. (1986). Temperature inversion buildup in Colorado's Eagle Calley. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 35(4):220–226. 33, 195, 231

[Whiteman, 2000] Whiteman, C. (2000). *Mountain meteorology : fundamentals and applications*. Oxford University Press, USA. 1, 24, 25, 26, 29, 30, 60, 120, 148

[Whiteman *et al.*, 1989a] Whiteman, C., Allwine, K., Fritschen, L., Orgill, M. et Simpson, J. (1989a). Deep valley radiation and surface energy budget microclimates. Part II : Energy budget. *Journal of Applied Meteorology*. 194

[Whiteman *et al.*, 1999a] Whiteman, C., Bian, X. et Sutherland, J. (1999a). Wintertime surface wind patterns in the Colorado River valley. *Journal of Applied Meteorology*, 38:1118–1130. 194

[Whiteman *et al.*, 1999b] Whiteman, C., Bian, X. et Zhong, S. (1999b). Wintertime evolution of the temperature inversion in the Colorado Plateau Basin. *Journal of Applied Meteorology*, 38:1103–1117. 129, 131, 216

[Whiteman *et al.*, 2004] Whiteman, C., Pospichal, B., Eisenbach, S., Weihs, P., Clements, C., Steinacker, R., Mursch-Radlgruber, E. et Dorninger, M. (2004). Inversion breakup in small Rocky Mountain and Alpine basins. *Journal of Applied Meteorology*, 43:1069–1082. 194, 219, 220

[Whiteman *et al.*, 1999c] Whiteman, C., Zhong, S. et Bian, X. (1999c). Wintertime boundary layer structure in the Grand Canyon. *Journal of Applied Meteorology*, 38:1084–1102. 30, 195, 196, 203, 209, 211, 212, 218, 233

[Whiteman *et al.*, 2001] Whiteman, C., Zhong, S., Shaw, W., Hubbe, J., Bian, X. et Mittelstadt, J. (2001). Cold pools in the Columbia Basin. *Weather and Forecasting*, 16:432–447. 194

[Whiteman, 1982] Whiteman, C. D. (1982). Breakup of Temperature Inversions in Deep Mountain Valleys : Part I. Observations. *Journal of Applied Meteorology*, 21:270–289. 32, 33, 34, 194, 202, 206, 209, 210, 211, 228, 231

[Whiteman et Doran, 1993] Whiteman, C. D. et Doran, J. C. (1993). The Relationship between Overlying Synoptic-Scale Flows and Winds within a Valley. *Journal of Applied Meteorology*, 32:1669–1682. 26, 149, 160

[Whiteman et McKee, 1982] Whiteman, C. D. et McKee, T. B. (1982). Breakup of Temperature Inversions in Deep Mountain Valleys : Part II. Thermodynamic Model. *Journal of Applied Meteorology*, 21:290–302. 32, 33, 194, 233

[Whiteman *et al.*, 1996] Whiteman, C. D., McKee, T. B. et Doran, J. C. (1996). Boundary Layer Evolution within a Canyonland Basin. Part I : Mass, Heat, and Moisture Budgets from Observations. *Journal of Applied Meteorology*, 35:2145–2161. 54, 195, 203, 226, 229

[Whiteman et Zhong, 2008] Whiteman, C. D. et Zhong, S. (2008). Downslope Flows on a Low-Angle Slope and Their Interactions with Valley Inversions. Part I : Observations. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 47:2023–+. 54, 90, 160, 196

[Whiteman *et al.*, 1989b] Whiteman, D., Allwine, K., Fritschen, L. et Simpson, J. (1989b). Deep valley radiation and surface energy budget microclimates. Part I : Radiation. *Journal of Applied Meteorology*. 194

[Winters et D'Asaro, 1996] Winters, K. B. et D'Asaro, E. A. (1996). Diascalar flux and the rate of fluid mixing. *Journal of Fluid Mechanics*, 317:179–193. 81, 82, 83, 84, 101

[Winters *et al.*, 1995] Winters, K. B., Lombard, P. N., Riley, J. J. et D'Asaro, E. A. (1995). Available potential energy and mixing in density-stratified fluids. *Journal of Fluid Mechanics*, 289:115–128. 81, 101, 229

[Wu, 1969] Wu, J. (1969). Mixed region collapse with internal wave generation in a density-stratified medium. *Journal of Fluid Mechanics*, 35:531–544. 76, 77

[Xue *et al.*, 1995] Xue, M., Droegemeier, K., Wong, V., Shapiro, A. et Brewster, K. (1995). Advanced Regional Prediction System (ARPS) Version 4.0 user's guide. *Center for Analysis and Prediction of Storms, University of Oklahoma, 320 pp.[Available online at http ://www. caps. ou. edu/ARPS/ARPS4char. html.]*. 41, 43

[Xue *et al.*, 2001] Xue, M., Droegemeier, K., Wong, V., Shapiro, A. et Brewster, K. (2001). The Advanced Regional Prediction System (ARPS) ?A multi-scale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction tool. Part II : Model physics and applications. *Meteor. Atmos. Phys*, 76:143–165. 41

[Xue *et al.*, 2000] Xue, M., Droegemeier, K. K. et Wong, V. (2000). The Advanced Regional Prediction System (ARPS) - A multi-scale nonhydrostatic atmospheric simulation and prediction model. Part I : Model dynamics and verification. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 75:161–193. 41, 56

[Xue *et al.*, 2003] Xue, M., Wang, D., Gao, J., Brewster, K. et Droegemeier, K. K. (2003). The Advanced Regional Prediction System (ARPS), storm-scale numerical weather prediction and data assimilation. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 82:139–170. 41

[Yamada, 1979] Yamada, T. (1979). Prediction of the nocturnal surface inversion height. *Journal of Applied Meteorology*, 18(4):526–531. 31

[Yao et Zhong, 2009] Yao, W. et Zhong, S. (2009). Nocturnal temperature inversions in a small, enclosed basin and their relationship to ambient atmospheric conditions. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 103(1):195–210. 157

[Zängl, 2005] Zängl, G. (2005). Formation of extreme cold-air pools in elevated sinkholes : An idealized numerical process study. *Monthly Weather Review*, 133: 925–941. 196

[Zhong *et al.*, 2001] Zhong, S., Whiteman, C., Bian, X., Shaw, W. et Hubbe, J. (2001). Meteorological processes affecting the evolution of a wintertime cold air pool in the Columbia basin. *Monthly Weather Review*, 129:2600–2613. 195

[Zhong et Whiteman, 2008] Zhong, S. et Whiteman, C. D. (2008). Downslope Flows on a Low-Angle Slope and Their Interactions with Valley Inversions. Part II : Numerical Modeling. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 47: 2039–+. 54, 80, 90, 160

[Zilitinkevich *et al.*, 2008] Zilitinkevich, S. S., Elperin, T., Kleeorin, N., Rogachevskii, I., Esau, I., Mauritsen, T. et Miles, M. W. (2008). Turbulence energetics in stably stratified geophysical flows : Strong and weak mixing regimes. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 134:793–799. 96

[Zoras *et al.*, 2006] Zoras, S., Triantafyllou, A. et Deligiorgi, D. (2006). Atmospheric stability and PM10 concentrations at far distance from elevated point sources in complex terrain : Worst-case episode study. *Journal of environmental management*, 80(4):295–302. 114, 124