



HAL
open science

DYNAMIQUE DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE:DE LA TURBULENCE AUX SYSTEMES DE MESO-ECHELLE

Philippe Drobinski

► **To cite this version:**

Philippe Drobinski. DYNAMIQUE DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE:DE LA TURBULENCE AUX SYSTEMES DE MESO-ECHELLE. Océan, Atmosphère. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. tel-00011118

HAL Id: tel-00011118

<https://theses.hal.science/tel-00011118v1>

Submitted on 25 Nov 2005

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.

SYNTHÈSE D'ACTIVITÉ SCIENTIFIQUE PROPOSÉE POUR UNE
THÈSE D'HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

UNIVERSITÉ PARIS VI

Présentée par

Philippe DROBINSKI

Service d'Aéronomie du CNRS

Sujet de la thèse

DYNAMIQUE DE LA COUCHE LIMITE ATMOSPHERIQUE:
DE LA TURBULENCE AUX SYSTEMES DE MÉS0-ÉCHELLE

Soutenance prévue le 2 juin 2005, devant le jury composé de:

Sylvie CAUTENET	LAMP	Rapporteur
Jan DUSEK	IMFS	Examineur
Philippe FRAUNIÉ	LSEET-LEPI	Rapporteur
Danièle HAUSER	IPSL/CETP	Examinatrice
Katia LAVAL	IPSL/LMD	Examinatrice
Patrick MASCART	LA	Rapporteur
Valéry MASSON	CNRM	Examineur

Table des matières

I	Introduction générale	1
0.1	Mes travaux de recherche et leurs enjeux	3
0.2	Mon parcours de recherche	4
0.3	Coordination et animation scientifique	5
0.3.1	Responsabilité dans des projets instrumentaux	5
0.3.2	Responsabilité dans des projets de modélisation numérique	6
0.3.3	Responsabilité dans des programmes scientifiques	6
0.4	Encadrement et enseignement	8
II	Échanges surface-atmosphère au travers de la CLA	9
1	Turbulence à proximité de la surface	11
1.1	Structure de la turbulence à proximité de la surface	12
1.1.1	Filaments turbulents ("streaks") dans la couche de surface	12
1.1.2	Structure "en couches" de la couche de surface	14
1.2	Transport de quantité de mouvement par les "streaks"	19
1.3	Longueurs intégrales en turbulence "bloquée"	24
2	Structures organisées dans la CLA	29
2.1	Dynamique des structures organisées	30
2.2	Paramétrisation des structures organisées	33
2.2.1	Validation du modèle paramétrique UWPBL	33
2.2.2	Apport d'un schéma en flux de masse	34
III	Systèmes dynamiques à méso-échelle	37
1	Écoulements orographiques	39
1.1	Écoulements dans les vallées	39
1.1.1	Écoulements dans une vallée	39
1.1.2	Circulation inter-vallées	51
1.2	Écoulements de sillage	62
1.2.1	Le Mistral	62
1.2.2	Orographie et mise en place de la mousson africaine	72
2	Écoulements thermiques	75
2.1	Brise terre-mer en région côtière	76
2.1.1	Dynamique de la brise	76
2.1.2	Brise et Mistral	84

2.2	Brise de pente et brise de mer	88
IV	Investigation expérimentale de la CLA par lidar	95
1	Lidars Dopplers météorologiques	97
1.1	Propagation d'une onde électromagnétique en milieu turbulent	98
1.1.1	Effet de la turbulence d'indice de réfraction de l'air sur la cohérence de l'onde électromagnétique	98
1.1.2	Mesure de l'intensité de la turbulence d'indice, et des flux de chaleurs sensibles et latents par lidar cohérent	100
1.2	Mesure de la vitesse Doppler et du spectre de vitesse turbulente	101
1.2.1	Mesure de la vitesse Doppler	101
1.2.2	Spectre turbulent unidimensionnel	103
2	Lidar rétrodiffusion	109
V	Perspectives	113
	Annexes	119
A	Curriculum Vitae	119
B	Liste des publications	123
	Références bibliographiques	139

Première partie

Introduction générale

0.1 Mes travaux de recherche et leurs enjeux

Les objectifs de la recherche atmosphérique sont principalement la compréhension des processus de transfert et de transformation d'énergie, qui déterminent l'évolution du milieu atmosphérique, interagissent avec l'évolution météorologique et climatique et conditionnent leur prévisibilité. Ces objectifs de recherche se trouvent en amont et contribuent fortement aux besoins d'amélioration des prévisions météorologiques et climatiques. La tendance actuelle vers les études de petite échelle permet en outre d'aborder plus efficacement que par le passé des questions d'intérêt sociétal: l'étude des divers risques naturels engendrés par l'atmosphère (tempêtes, inondations,...), la qualité de l'air, la prévision à l'échelle locale, ... Dans ce contexte, la couche limite atmosphérique (CLA), à l'interface entre la surface terrestre et la troposphère libre, est une région particulièrement importante car elle est le siège de transferts d'énergie, d'humidité et de matière entre la surface et l'atmosphère libre, dont dépend la distribution horizontale et verticale des champs de vapeur d'eau, de nuages et d'aérosols. La compréhension globale des phénomènes qui se produisent dans la CLA et leur influence sur la grande échelle reste un sujet ouvert, et la prise en compte des processus les plus importants dans les modèles méso-échelle et dans les modèles de circulation générale constitue un enjeu majeur pour la compréhension du climat et de son évolution en relation avec l'activité humaine.

Si les principaux processus physiques atmosphériques ont été identifiés et analysés depuis plusieurs décennies, l'amélioration des modèles météorologiques nécessite un ré-examen de ces processus pour quantifier plus précisément leurs effets, affiner les paramétrisations sous mailles nécessaires pour la modélisation climatique et évaluer les transports des constituants chimiques dans l'atmosphère. J'ai donc focalisé prioritairement mes actions de recherche sur la dynamique de la CLA et son impact à l'échelle régionale en couvrant un spectre large d'échelles spatio-temporelles, de l'échelle métrique, associée à la turbulence atmosphérique, à la centaine de kilomètres associée aux systèmes dynamiques de méso-échelle. En particulier, j'ai étudié:

- les mécanismes d'échanges turbulents entre la surface et la CLA en concentrant mon effort de recherche sur la structure et paramétrisation de la turbulence à proximité de la surface;
- les effets du relief et des hétérogénéités de surface (contraste terre/mer, contraste urbain/périurbain, ...) sur l'atmosphère.

J'ai par ailleurs contribué aux développements instrumentaux et méthodologiques par lidar nécessaires à la documentation de la dynamique de la CLA sur la gamme d'échelles étudiée.

Ces choix résultent d'un manque de connaissances scientifiques sur de nombreux mécanismes contrôlant la dynamique de l'écoulement atmosphérique à ces échelles dû en partie à l'inadaptation des moyens d'investigation expérimentaux et numériques de l'époque. Le développement récent de modèles numériques de recherche ou de prévisions opérationnels à fine échelle (de l'échelle de la turbulence à la méso-échelle), et de moyens d'observations de plus en plus résolus, spatialement et temporellement, que cela soit depuis le sol, une plateforme aéroportée, sous ballons ou depuis l'espace m'a permis d'étudier avec un "oeil nouveau" des mécanismes que l'on supposait compris. La turbulence en est l'exemple le plus frappant puisqu'étudiée depuis des décennies avec, en 1941, l'avènement de la théorie de la turbulence homogène isotrope par Kolmogorov (Kolmogorov, 1941). Cette théorie universelle constitue les fondements de notre

connaissance de la turbulence atmosphérique et est la base de toutes les paramétrisations sous-mailles dans les modèles météorologiques. Les nouveaux moyens d'observation et de simulation des mécanismes turbulents m'ont permis de rendre compte du caractère fortement anisotrope de la turbulence atmosphérique, de la structure du champ turbulent et de son impact sur l'intensité des échanges entre la surface et la CLA et sur sa paramétrisation dans les modèles météorologiques.

A l'autre bout du spectre, sur des échelles de la centaine de kilomètres, nous connaissons sur le plan quantitatif, les effets des hétérogénéités de la surface sur l'écoulement atmosphérique, que cette hétérogénéité prenne la forme de contrastes thermiques en surface (contraste terre/mer par exemple, voir Simpson, 1994, 1997 pour des revues) ou de montagnes (voir Smith, 1989 et Durran, 1990 pour des revues). Ainsi les résultats de l'expérience PYREX (1990) ont permis des progrès notables dans la compréhension et la modélisation des ondes de gravité et la réévaluation de la paramétrisation du relief dans les modèles de climat et de prévision numérique. Néanmoins, ces études ont porté sur des perturbations de l'écoulement à l'échelle du massif et sont donc apparues comme la continuité des travaux théoriques conduits dans la première moitié du 20ème siècle (e.g. Queney, 1948). J'ai donc étudié la structure fine de l'écoulement atmosphérique perturbé à des échelles variées par la surface, dont la complexité n'avait jusqu'alors pas été appréhendée faute de moyens d'observations et de modélisation adaptés: j'ai analysé la circulation atmosphérique dans les vallées et réseaux complexes de vallées et leur sillage, les interactions entre brise et écoulements de vallées, les aspects instationnaires et tridimensionnels de ces écoulements en m'appuyant sur les nouveaux outils d'observations tels que les lidars au développement desquels j'ai largement contribué, et de modélisation à fine échelle (e.g. Méso-NH, MM5). J'ai conduit ces études dans le cadre des programmes MAP (Mesoscale Alpine Programme, 1999, voir Bougeault et al., 2001) et ESCOMPTE (Expérience sur Site pour CONtraindre les Modèles de Pollution atmosphérique et de Transport d'Emissions, 2001, voir Cros et al., 2004).

L'ensemble de mes travaux ont conduit à la publication de 42 articles dans des revues internationales à comité de lecture, dont 14 en premier auteur (pour plus de détails, se reporter à l'annexe "Liste de publications").

0.2 Mon parcours de recherche

J'ai effectué ma thèse au LMD/IPSL entre 1995 et 1998 dans le cadre du programme de développement des lidars Doppler météorologiques à l'IPSL. J'ai conduit des études méthodologiques et de traitement du signal pour permettre de restituer les paramètres dynamiques tridimensionnels pertinents à partir de mesures par lidar Doppler (sol ou aéroporté) pour l'étude des processus atmosphériques de méso-échelle et pour permettre la synergie entre les observations et les besoins de la modélisation.

En 1999, à l'achèvement du développement des lidars Doppler, j'ai effectué une ré-orientation scientifique en réduisant mon temps consacré aux études méthodologiques et en consacrant la plus grande partie de mon activité de recherche à l'étude de la dynamique de la CLA, et en particulier des mécanismes gouvernant les échanges surface-atmosphère au travers de la CLA, et des systèmes dynamiques à méso-échelle. Cette ré-orientation thématique a pris sa pleine dimension: (i) durant mon séjour post-doctoral à l'Université de Washington durant lequel j'ai

renforcé la coopération avec l'équipe de R.A. Brown, initiée en France en 1997. Durant ce séjour, j'ai entamé une coopération avec R.C. Foster sur l'étude des processus turbulents dans la couche de surface atmosphérique; (ii) dans le cadre du programme MAP dans lequel j'ai pris en charge la coordination des activités françaises sur l'étude du föhn. C'est dans le cadre du programme MAP que j'ai pu aussi franchir une étape majeure dans la conduite de mes recherches en renforçant le couplage entre observation et modélisation méso-échelle. Ces recherches, effectuées au sein des groupes de travail de MAP, m'ont permis de développer ou de renforcer les coopérations avec les équipes françaises, européennes et américaines.

En 2001, j'ai été recruté en tant que chargé de recherche au CNRS au Service d'Aéronomie pour poursuivre mes travaux de recherche qui s'inscrivent dans les objectifs de l'équipe MAE (Météorologie Appliquée et Environnement) dirigée par Jacques Pelon et qui s'intéresse aux processus dynamiques et radiatifs dans la basse atmosphère où les interactions entre les composantes du système contrôlant l'évolution de l'atmosphère météorologique sont modifiées par l'activité anthropique. J'ai inscrit une partie de mes recherches dans le cadre du programme ESCOMPTE dans lequel j'ai pris des responsabilités dans la préparation et le déroulement de la campagne de mesures, dans l'animation et la coordination du volet dynamique à méso-échelle et transport et dans la direction de la thèse de S. Bastin. Depuis 2003, et dans un cadre un peu plus amont, j'anime un projet sur l'étude des processus turbulents dans la CLA et de leur paramétrisation. Depuis 2004, j'ai pris des responsabilités dans la préparation du programme AMMA (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine) dont la phase terrain aura lieu à l'été 2006.

0.3 Coordination et animation scientifique

0.3.1 Responsabilité dans des projets instrumentaux

Responsabilité dans les programmes de lidars Doppler A l'achèvement du programme de développement des lidars Doppler, j'ai pris la responsabilité scientifique du lidar Doppler sol LVT (Lidar Vent Transportable) développé au LMD/IPSL. Le LVT est en place au SIRTa (Site Instrumental de Recherche par Télédétection Atmosphérique) de l'IPSL situé sur le campus de l'École Polytechnique à Palaiseau (Haefelin et al., 2005¹), mais est déployé sur le terrain dans le cadre de campagnes de mesures. J'ai mis en oeuvre le LVT dans la vallée du Rhin dans le cadre de MAP et à Marseille dans le cadre d'ESCOMPTE. J'assume aussi la co-responsabilité scientifique avec Alain Dabas du CNRM du lidar Doppler aéroporté franco-allemand WIND, développé en coopération entre l'INSU, le CNES et le DLR (Werner et al., 2001²).

1. Haefelin M., Barthès L., Bock O., Boitel C., Bony S., Bouniol D., Chepfer H., Chiriaco M., Delanoë J., Drobinski P., Dufresne J.L., Flamant C., Grall M., Hodzic A., Hourdin F., Lapouge F., Lemaître Y., Mathieu A., Morille Y., Naud C., Noël V., Pelon J., Pietras C., Protat A., Romand B., Scialom G., Vautard R., 2005: SIRTa, a Ground-Based Atmospheric Observatory for Cloud and Aerosol Research. *Ann. Geophys.*, **23**, 253-275

2. Werner C., Flamant P.H., Reitebuch O., Köpp F., Streicher J., Rahm S., Nagel E., Klier M., Herrmann H., Loth C., Delville P., Drobinski P., Romand B., Boitel C., Oh D., Lopez M., Meissonnier M., Bruneau D., Dabas A.M., 2001: WIND Instrument. *Opt. Eng.*, **40**, 115-125

Responsabilité du volet "instrumentation embarquée sous ballons" dans AMMA

Depuis 2004, j'assure la coordination scientifique du volet "instrumentation embarquée sous ballons" dans le programme AMMA dont la campagne intensive de terrain aura lieu à l'été 2006. Ce "volet" consiste en deux projets: 1) le déploiement des ballons plafonnants de couche limite (BPCL) ou encore ballon à volume constant (BVC) à Cotonou au Bénin. Ces BPCL serviront à la documentation de la modulation du flux de mousson par les ondes d'Est, au suivi lagrangien de l'humidification du flux de mousson (cycle diurne), à l'estimation de la pénétration du flux de mousson sur le continent et la détermination du "saut de mousson", à la quantification des défaillances des modèles globaux comme NCEP/ECMWF sur les champs météorologiques (force, direction du vent, humidité) dans la région, à la validation des modèles de recherche (e.g. Méso-NH) pour la compréhension des mécanismes dynamiques associés la mise en place de la mousson et à l'assimilation pendant AMMA des données thermodynamiques des BPCL; 2) le système de driftsonde stratosphérique (SDS), développé en coopération entre le NCAR et le CNES. Le SDS, lâché depuis N'Djaména au Tchad, sera advecté à densité constante dans la stratosphère en emportant plusieurs dizaine de dropsondes qui seront lâchées sur commande ou à intervalle régulier et mesureront les profils verticaux des variables thermodynamiques (force et direction du vent, température, pression et humidité). En plus de la validation des champs météorologiques simulés par NCEP/ECMWF ou les modèles de recherche, le SDS permettra de compléter le dispositif de radiosondages dans des régions vides de mesures, d'évaluer l'impact des données des dropsondes sur l'assimilation et de contribuer à la meilleure compréhension des processus dynamiques associés la convection et la cyclogénèse.

0.3.2 Responsabilité dans des projets de modélisation numérique

Je suis responsable scientifique du projet "Dynamique des couches limites atmosphériques par télédétection laser et modélisation" soutenu depuis 2003 au centre de calcul de l'IDRIS. Ce projet de modélisation numérique a permis de conduire les études réalisées avec les modèles méso-échelle Méso-NH et MM5. L'exploitation des simulations effectuées à l'IDRIS a donné lieu à la publication de 4 articles.

0.3.3 Responsabilité dans des programmes scientifiques

Coordination du projet "Turbulence à proximité de la surface" En 1999, lors de mon séjour au Department of Atmospheric Sciences de l'University of Washington, j'ai initié avec R.C. Foster mes recherches sur la turbulence dans la couche de surface de la CLA. En 2003, j'ai décidé de fédérer les efforts de recherche sur ce thème au sein de la communauté française en coordonnant un projet intitulé "Structure de la turbulence à proximité de la surface: processus et paramétrisation", financé depuis 2003 au PATOM. Un point fort du projet est qu'il associe des chercheurs de disciplines différentes (sciences météorologiques, mécanique des fluides fondamentale, mathématiques appliquées à la théorie de la turbulence) ainsi que des approches complémentaires comme l'observation, la modélisation et la paramétrisation. Ces travaux sont par ailleurs discutés au sein du GdR "Structure de la turbulence et mélange". En 2 ans, l'ensemble de ces travaux a donné lieu à la publication ou soumission de 6 articles (dont 3 en premier auteur). Un de ces articles est le fruit d'un travail conduit dans le cadre du stage de F. Vianey de

3ème année de l'École Polytechnique effectuée en 2003 que j'ai encadré avec R.C. Foster (stage effectué pour partie à l'École Polytechnique et pour partie à l'University of Washington, sur un co-financement PATOM/NASA).

Coordination du volet "föhn" du programme MAP Dans le cadre du programme MAP, coordonné au niveau français par E. Richard du LA, j'ai coordonné les activités françaises du projet FORM ("Föhn in the Rhine valley during MAP") coordonné au niveau international par H. Richner et R. Steinacker (Richner et al., sous presse³). Ces activités d'exploitation des données collectées durant la campagne ont été financées au PATOM entre 1999 et 2004. Dans ce cadre, je suis co-auteur de 9 articles et auteur de 6 articles.

Coordination du volet "dynamique à méso-échelle et transport" du programme ESCOMPTE Dans le cadre du projet ESCOMPTE (Cros et al., 2004⁴; Mestayer et al., 2005⁵), j'ai préparé le déploiement des lidars LVT et WIND; assumé la responsabilité de "capitaine de site" du Vallon d'Ol (site situé au nord de Marseille où étaient déployés deux lidars, une station de surface du CNRM, un sodar d'Alliance Technologies et d'où étaient lâchés des ballons à volume constant du LA et du CNES); assumé avec F. Saïd du LA la coordination et l'animation du groupe de travail "Mesoscale Transport and Dilution" (MTD) regroupant des chercheurs français et allemands. Les activités d'exploitation des données collectées durant ESCOMPTE sont financées depuis 2001 par le PNCA et PRIMEQUAL (le volet CLA urbaine est pris en charge par le PATOM). J'ai organisé quatre réunions de travail de deux jours et deux réunions de travail en marge des workshops ESCOMPTE entre 2002 et 2004. Dans ce cadre, je suis co-auteur de 10 articles (dont 8 rédigé en commun avec S. Bastin dans le cadre de sa thèse que j'ai dirigée) et auteur de 2 articles.

Coordination du volet "CLA et convection sèche" du programme AMMA Le programme AMMA est divisé en plusieurs volets de recherche parmi lesquels le volet "Étude des processus atmosphériques et convectifs" coordonné par J.P. Lafore au CNRM. Dans ce cadre je coordonne et j'anime le volet "CLA et convection sèche" qui constitue un domaine de recherche central dans AMMA pour comprendre les mécanismes dynamiques favorisant la mise en place de la mousson en Afrique de l'ouest (processus de rétro-action surface/atmosphère, mécanisme d'échanges entre l'air sec troposphérique et le flux de mousson humide,...).

3. Richner H., Baumann-Stanzer K., Benech B., Berger H., Chimani B., Dorninger M., Drobinski P., Furger M., Gubser S., Gutermann T., Haeberli C., Haeller E., Lothon M., Mitev V., Ruffieux D., Seiz G., Steinacker R., Tschannett S., Vogt S., Werner R., 2005: Unstationary Aspects of Foehn in a Large Valley Part I: Operational Setup, Scientific Objectives and Analysis of the Cases during the Special Observing Period of the MAP Subprogramme FORM. *Meteorol. Atmos. Phys.*, sous presse

4. Cros B., Durand P., Cachier H., Drobinski P., Frejafon E., Kottmeier C., Perros P.E., Peuch V.-H., Ponche J.L., Robin D., Sad F., Toupance G., Wortham H., 2004: The ESCOMPTE Program: An Overview. *Atmos. Res.*, 69, 241-279

5. Mestayer P., Durand P., Augustin P., Bastin S., Bonnefond J.M., Bénech B., Campistron B., Coppalle A., Delbarre H., Dousset B., Drobinski P., Druilhet A., Fréjafon E., Grimmond S., Groleau D., Irvine M., Kergomard C., Kermadi S., Lagouarde J.P., Lemonsu A., Lohou F., Long N., Masson V., Moppert C., Noilhan J., Offerle B., Oke T., Pigeon G., Puygrenier V., Roberts S., Rosant J.M., Sad F., Salmund J., Talbaut M., Voogt J., 2005: The Urban Boundary Layer Field Experiment over Marseille UBL/CLU-ESCOMPTE: Experimental Set-up and First Results. *Boundary-Layer Meteorol.*, 114, 315-365

0.4 Encadrement et enseignement

Encadrement Les études que j'ai conduites depuis plusieurs années n'auraient pu aboutir sans l'aide précieuse apportée par les 22 stagiaires de licence (S. Chouarsi, M. Mellah, S. Ragoonathsing et G. Stern), maîtrise (M. Chiriaco, P.E. Celtan, G. Kirgis, R. Benamara et D. Josset), DEA (Yves Magliulo, S. Bastin, H. Adanfari, C. Fesquet et T. Salameh), de l'École Polytechnique (R. Oriol, S. Dahiot, J.M. Deux, G. Mangin, E. Juliani, N. Trung Tu, S. de Batz et F. Vianey), que j'ai encadrés au cours de ces années. Grâce à leur contribution directe, 6 articles ont été publiés. Par ailleurs, j'ai encadrée la thèse de S. Bastin sur la dynamique des circulations thermiques dans le cadre du programme ESCOMPTE. N'ayant pas d'habilitation à diriger des recherches, je ne pouvais être le directeur de thèse officiel, mais dans les faits j'ai dirigé la thèse de S. Bastin, dont le directeur officiel était J. Pelon. Le thème de recherche de S. Bastin était complètement inclus dans mes propres orientations de recherche, et un certain nombre d'articles ont été publiés en commun (S. Bastin est auteur de 5 articles dont je suis co-auteur, voir la liste de publications en annexe).

Enseignement Depuis 2001, je dispense des cours de dynamique de la CLA, de mesures physiques par télédection et de météorologie côtière au niveau Mastère 2ème année (anciennement DEA) universitaire ou en 3ème année d'écoles d'ingénieurs (École Nationale des Ponts et Chaussées, École Polytechnique) (voir curriculum vitae en annexe). En particulier, en 2005, je suis à l'initiative de la création d'un enseignement expérimental en météorologie à l'École Polytechnique, alliant cours magistraux, travaux pratiques et projets scientifiques. J'assume la responsabilité de cet enseignement et en dispense les cours (le volume d'heures annuel est de 54 heures).

Deuxième partie

Échanges surface-atmosphère au travers de la CLA

Chapitre 1

Turbulence à proximité de la surface

La couche de surface (CS) est la région de la couche limite atmosphérique (CLA) directement en contact avec la surface et dont l'épaisseur atteint typiquement la centaine de mètres, soit environ 10 % de l'épaisseur de la CLA. La turbulence y est un des processus fondamentaux contrôlant les transferts d'énergie et de matière depuis la surface vers les niveaux verticaux supérieurs de l'atmosphère. Dans la modélisation atmosphérique, la plupart des processus turbulents se déroulent à l'échelle sous-maille. Ils ne sont pas résolus explicitement par les modèles numériques et doivent donc être paramétrisés.

En situation de convection où le forçage thermique en surface domine le forçage mécanique (force et cisaillement du vent), les caractéristiques de la turbulence (spectres, variances, flux,...) dans la CS peuvent être décrites par la théorie de similitude de Monin-Obukhov (e.g. Busch, 1973) qui considère la turbulence homogène isotrope (Kolmogorov, 1941). En atmosphère stratifiée (e.g. couche limite nocturne) ou neutre quand le forage thermique est très faible par rapport au forçage mécanique, des expériences de laboratoire (Kim et Adrian, 1999), des simulations numériques (Carlotti, 2002), des analyses en théorie de la distortion rapide (rapid distortion theory ou RDT) (Hunt et Carlotti, 2001) et des campagnes de mesure dans l'atmosphère proche de la surface (e.g. Högström et al., 2002) ont récemment montré que la turbulence prend un caractère anisotrope se traduisant par un domaine spectral intermédiaire en loi de puissance -1 , se situant entre le domaine inertiel aux grands nombres d'onde et le domaine spectral en loi de puissance 0 aux petits nombres d'onde.

Hunt et Carlotti (2001) ont montré que le mécanisme principal expliquant cette anisotropie peut s'analyser en termes de structures turbulentes (ou tourbillons) formées plus haut dans la CS où les effets du cisaillement sont prépondérants, qui viennent frapper le sol. Sous l'effet du blocage, ces structures turbulentes s'allongent dans le sens de l'écoulement et perdent leur caractère isotrope.

Un point fondamental est de comprendre que la pente du spectre est intimement liée au processus de transfert de l'énergie des grandes échelles aux petites échelles. Une plage en -1 , c'est-à-dire

un spectre plus plat que le spectre de Kolmogorov, ne peut apparaître que si le mécanisme de transfert de l'énergie est modifié par la présence de la paroi. En effet, sur la plage en -1 , il y a un déficit d'énergie pour une dissipation donnée par rapport à un spectre de Kolmogorov (loi de puissance en $-5/3$). Dans l'optique d'une paramétrisation sous-maille de la turbulence, cette dissipation supplémentaire pour une énergie cinétique turbulente sous-maille donnée doit être prise en compte dans la couche de surface (e.g. Redelsperger et al., 2001).

Les objectifs de mes recherches sont une meilleure compréhension des processus dynamiques déterminant le caractère anisotrope de la turbulence près de la surface afin de:

- quantifier les échanges entre la surface et la CLA mal prédits par la turbulence isotrope
- améliorer la paramétrisation sous-maille de la turbulence près de la surface, point essentiel pour améliorer les performances des modèles, particulièrement en terme de bilan d'énergie cinétique turbulente (Moeng and Sullivan, 1994).

La compréhension de ces processus repose sur une approche visant à associer systématiquement l'aspect énergétique (variance, flux et spectres turbulents) et l'aspect structurel de la turbulence (présence de structures turbulentes organisées dans la couche de surface, appelées "streaks"). L'ensemble de ces travaux ont donné lieu à la publication et soumission de 6 articles dont 3 en premier auteur.

1.1 Structure de la turbulence à proximité de la surface

1.1.1 Filaments turbulents ("streaks") dans la couche de surface

Principaux collaborateurs : R.C. Foster, T. Dubos, P. Carlotti

Lors de mon séjour à l'Université de Washington dans l'équipe de Robert A. Brown, j'ai initié avec Ralph C. Foster des études sur la dynamique des "streaks" afin d'étudier les interactions entre "streaks" et structures organisées de CLA de type rouleaux longitudinaux. Les "streaks" sont des structures cohérentes toujours visibles dans les modèles de simulation des grands tourbillons ("large eddy simulations" ou LES) dans la CLA où le cisaillement joue un rôle dominant (e.g. Moeng et Sullivan, 1994). Les "streaks" apparaissent dans la couche de fort cisaillement incluant la couche de surface et la première portion de la couche mélangée. L'espacement moyen des "streaks" est généralement de quelques centaines de mètres et ils sont orientés jusqu'à environ 30° par rapport au vent géostrophique. Les "streaks" se forment, se développent et disparaissent en des temps relativement courts, de l'ordre de la dizaine de minutes, et se régénèrent rapidement. Les "streaks" sont d'échelles plus petites et forment des angles plus grand avec l'écoulement moyen que les rouleaux longitudinaux (figure 1.1).

L'objectif de mon étude était de simuler ces structures à l'aide d'un LES et d'en comparer la dynamique avec les prédictions théoriques de Foster (1997). Foster (1997) a suggéré que les "streaks" sont associés des perturbations linéaires transitoires appelées perturbations "optimales". Il est apparu que la structure, la dynamique et l'évolution des "streaks" simulés par LES présentent des

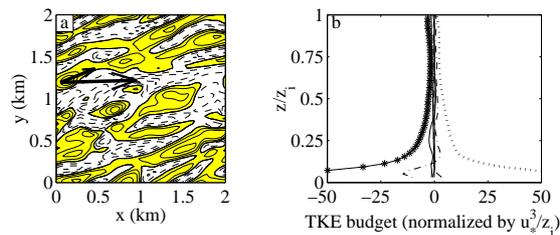


FIG. 1.1 – Coupe horizontale des fluctuations de vitesse longitudinale à $z/z_i = 0.04$ (i.e. $z = 20$ m) (a) et le bilan d'énergie cinétique turbulente correspondant dans ce cas de couche limite neutre. D'après Drobinski et Foster (2003).

ressemblances frappantes avec les perturbations "optimales" présentées dans Foster (1997), et des inconsistances avec les modes normaux (rouleaux longitudinaux). En effet, peu après leur formation, les streaks s'inclinent fortement dans la direction opposée au cisaillement de l'écoulement transverse moyen permettant l'extraction d'énergie à l'écoulement transverse moyen. La composante longitudinale (dans le sens de l'écoulement) extrait de l'énergie à l'écoulement moyen. Pendant cette période de développement rapide, les streaks se renforcent, s'étire et s'orientent verticalement. Au début de la phase de décroissance, les streaks réduisent leur extension verticale et s'alignent dans la direction du cisaillement de l'écoulement moyen. La figure 1.2 montre les différentes phases du cycle de vie des streaks. Néanmoins, si qualitativement, l'évolution des "streaks" simulés par LES présentent des ressemblances avec les perturbations "optimales" de Foster (1997), quantitativement, ceci n'est vrai que dans la phase de croissance et de maturité. Dans la phase de décroissance, le bilan d'énergie cinétique turbulente montre que la dissipation des streaks simulés par LES est beaucoup plus faible que dans le cas des perturbations optimales et d'autre part, la production d'énergie cinétique turbulente par cisaillement demeure positive pendant cette phase alors qu'elle est négative dans le cas des perturbations optimales. Un résultat

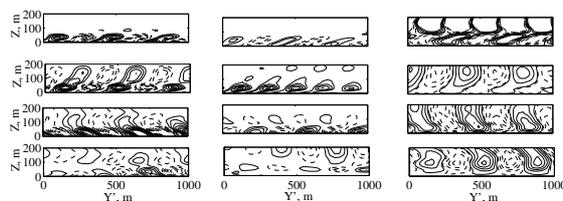


FIG. 1.2 – Coupes verticales du champ des perturbations de vitesse longitudinale u , transverse (v) et verticale (w) (première, deuxième et troisième colonnes respectivement) filtrées autour de l'échelle horizontale 380 m aux instants 2784, 2912, 3056 and 3232 s respectivement. L'intervalle entre les contours est 0.2 m s^{-1} . Le contour zéro n'est pas représenté. Le contour maximum tracé sur la figure est $\pm 1 \text{ m s}^{-1}$. D'après Drobinski et Foster (2003).

fondamental de mon étude est la mise en évidence du rôle important joué par les interactions non linéaires entre ondes dans la dynamique des "streaks", par l'émergence d'échelles spatiales dominantes interagissant au sein de triades résonantes. J'ai aussi montré que la contribution des "streaks" dans la friction de surface et les flux surfaciques de quantité de mouvement est non négligeable (jusqu'à 10 % par longueurs d'onde), que les "streaks" ont un effet significatif sur les processus de diffusion et que par conséquent, leur dynamique peut être d'une grande importance dans les études sur la pollution et sur la météorologie de la CLA. De plus, la présence de ces "streaks" invalide l'hypothèse d'isotropie de la turbulence à ces échelles et par conséquent les

paramétrisations existant dans les modèles météorologiques. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication à *Boundary-Layer Meteorology* (Drobinski et Foster, 2003¹).

Au-delà de l'observation qualitative des "streaks", il est important de comprendre quantitativement leur structure individuelle ainsi que leur rôle dans la dynamique et l'énergétique de l'écoulement. Pour cela, dans une étude conduite par Thomas Dubos et en coopération avec Pierre Carlotti, nous avons fait une analyse en composantes principales (EOF pour empirical orthogonal functions) d'une simulation Méso-NH en LES en stratification neutre. Cette technique de corrélation a été employée pour analyser des écoulements classiques, ainsi que des données climatiques pour mettre en évidence des configurations de grande échelle récurrentes et construire des modèles de faible dimension. Son principe consiste à décomposer le champ analysé en superposition linéaire de structures les plus récurrentes, et représentant statistiquement le plus d'énergie (EOFs). Nous trouvons que les EOFs les plus représentatives sont orientées comme les streaks et présentent de façon similaire une structure verticale concentrée près du sol. De plus, il est possible de décomposer les différentes quantités quadratiques (spectres, flux) en contributions dues aux différentes EOFs. Du point de vue théorique, on a essayé d'interpréter les streaks dans un cadre linéaire en termes de perturbations optimales d'une couche d'Ekman. En effet dans ce problème non-normal, les modes instables (Lilly, 1966) ne décrivent que l'évolution à long terme d'une perturbation et certains modes, dits modes optimaux, peuvent présenter une croissance transitoire supérieure. L'analyse de Foster (Foster, 1997) qui trouve des modes optimaux comparables à des streaks par leur orientation et leur structure verticale, a été prolongée par une analyse ab initio en EOF, c'est-à-dire par l'analyse en EOF de la réponse linéarisée d'une couche d'Ekman forcée par un bruit blanc gaussien. Ces EOFs "linéaires", malgré quelques similitudes présentent des différences assez marquées avec les EOFs "non-linéaires" issues de la LES. Cette analyse fait l'objet d'un article en cours de préparation pour le *Journal of Atmospheric Sciences* (Dubos et al., soumis²).

1.1.2 Structure "en couches" de la couche de surface

Principaux collaborateurs : P. Carlotti, J.L. Redelsperger, R.M. Banta, R.C. Foster, R.K. Newsom

La nature de la turbulence dans la CS s'écarte sensiblement de l'isotropie. En effet, avec la coopération de Pierre Carlotti, Jean-Luc Redelsperger, Robert M. Banta, Ralph C. Foster et Rob K. Newsom, j'ai montré à partir de mesures expérimentales collectées durant la campagne CASES-99 dans l'Oklahoma (Poulos et al., 2002) et d'une simulation Méso-NH en mode LES que les spectres E_{ii} (spectres des fluctuations de la composante u_i de la vitesse) dépendent fortement de l'altitude de mesure z et diffèrent fortement les uns des autres. Très près de la surface, les spectres s'écrivent:

$$\begin{cases} E_{ii}(k_1) \propto k_1^{-5/3} & \text{pour } k_1 \geq k_u \\ E_{ii}(k_1) \propto k_1^{-1} & \text{pour } k_u \geq k_1 \geq k_l \quad \text{pour } ii = (1,2) \\ E_{ii}(k_1) \propto k_1^0 & \text{pour } k_l \geq k_u \end{cases} \quad (1.1)$$

1. Drobinski P., Foster R.C., 2003: On the Origin of Near-Surface Streaks in the Neutrally-Stratified Planetary Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **108**, 247-256

2. Dubos T., Drobinski P., Carlotti P.: EOF Analysis of Streaks in a Neutral Atmospheric Surface Layer. *J. Atmos. Sci.*, soumis

et

$$\begin{cases} E_{33}(k_1) \propto k_1^{-5/3} & \text{pour } k_1 \geq k_u \\ E_{33}(k_1) \propto k_1^0 & \text{pour } k_l \geq k_u \end{cases} \quad (1.2)$$

où $k_u \propto 2\pi/z$ (voir figure 1.3 montrant les spectres $E_{11}(k_1)$ et $E_{33}(k_1)$ en fonction des l'altitude). L'analyse théorique d'une telle couche a été faite par Hunt et Carlotti (2001), qui ont montré que

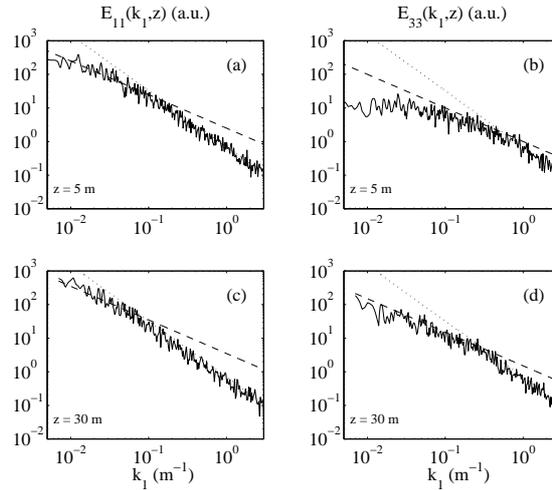


FIG. 1.3 – Spectres $E_{11}(k_1)$ (première colonne) et $E_{33}(k_1)$ (deuxième colonne) en fonction des l'altitude (indiquée dans les figures). En abscisse, le nombre d'onde est estimé à partir de la relation de Taylor $k_1 = 2\pi f/U$ où U est la vitesse du vent à l'altitude z . Les spectres sont calculés à partir des séries temporelles des fluctuations longitudinales (i.e. dans la direction de l'écoulement) (u_1 ou u) et verticale (u_3 ou w) de la vitesse du vent obtenues à partir des mesures par anémomètres soniques à différents niveaux collectées durant la campagne CASES-99. D'après Drobinski et al. (2004).

le mécanisme principal expliquant ces spectres peut s'analyser en termes de structures turbulentes (ou tourbillons) formées plus haut qui viennent frapper le sol (dynamique de type "top-down"). Sous l'effet du blocage, ces structures turbulentes s'allongent dans le sens de l'écoulement et perdent leur caractère isotrope. Hunt et Carlotti (2001) ont appelé la couche où les mécanismes de cisaillement et de blocage par la surface dominant également, l'"Eddy Surface Layer" (ESL) (Eqs. 1.1 et 1.2). Nous avons montré que cette couche a une épaisseur d'environ 20 m, ce qui valide la prédiction théorique par Hunt et Carlotti (2001). Au dessus de cette couche, nous avons montré expérimentalement et numériquement que les spectres E_{ii} s'écrivent:

$$\begin{cases} E_{ii}(k_1) \propto k_1^{-5/3} & \text{pour } k_1 \geq k_u \\ E_{ii}(k_1) \propto k_1^{-1} & \text{pour } k_u \geq k_1 \geq k_l \\ E_{ii}(k_1) \propto k_1^0 & \text{pour } k_l \geq k_u \end{cases} \quad \text{pour } ii = (1,2,3) \quad (1.3)$$

Ces résultats sont en accord avec l'analyse dimensionnelle et les observations effectuées sur une tour à 40 m par Yaglom (1991). A l'époque, les résultats de Yaglom (1991) se sont avérés controversés car en désaccord avec les nombreuses mesures effectuées plus près de la surface et dont les spectres vérifiaient les équations (1.1) et (1.2). L'analyse dimensionnelle de Yaglom (1991) repose sur l'idée que dans la CS, le mécanisme dominant la dynamique de la turbulence est le cisaillement et que la variable pertinente pour l'analyse dimensionnelle est la vitesse de

friction. Nous avons appelé "Shear Surface Layer" (SSL) (Eq. 1.3) la couche de la CS où seul le mécanisme de cisaillement domine.

Dans un article publié au *Journal of Atmospheric Sciences* (Drobinski et al., 2004³), nous avons réussi à faire le lien entre ces différentes théories en apparence contradictoires. En effet, comme discuté précédemment, la SSL est la région de la CS favorable à la création de "streaks" par instabilité de cisaillement (Foster, 1997; Drobinski et Foster, 2003). Ces "streaks" sont de bons candidats pour la théorie de Hunt et Carlotti (2001) qui explique les sectres observés dans l'ESL par l'"écrasement" sur le sol de structures turbulentes (ou tourbillons) formées plus haut dans la CS. L'expérience CASES-99 nous a par ailleurs permis de mettre en évidence pour la première fois l'existence de "streaks" dans la CS (et plus particulièrement dans la SSL) proche de la neutralité et d'associer à la présence de ces "streaks" les spectres vérifiant l'équation (1.3). La figure 1.4 (a et c) montre le champ de vitesse radiale observé par lidar Doppler durant CASES-99. On voit des "streaks" apparaissant dans la CS avec un espacement moyen d'environ 300 m de mètres et alignés avec le vent de surface. La figure 1.5 (a et c) montre les spectres des fluctuations

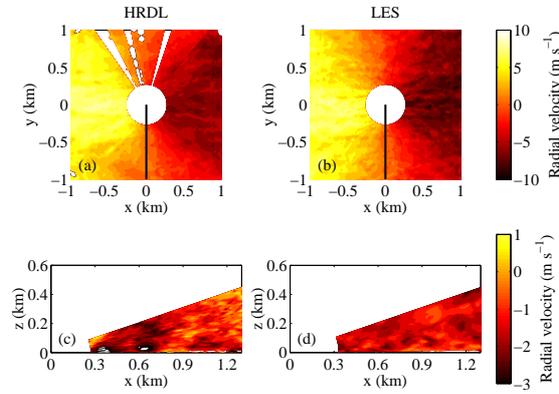


FIG. 1.4 – Champs de vitesses radiales obtenus à partir d'une exploration circulaire à élévation constante (1°) (figures du haut) et d'une coupe verticale perpendiculaire à la direction du vent (figure du bas) par lidar Doppler durant la campagne CASES-99 (a et c) et par Méso-NH (b et d) le 13 Octobre 1999. Les vitesses radiales positive (negative) correspondent à des masses d'air s'éloignant (se rapprochant) du lidar Doppler. D'après Drobinski et al. (en révision).

de vitesses radiales perpendiculairement à la direction du vent de surface, obtenus à partir des observations par lidar Doppler à différents niveaux dans la CS. On voit la prédominance des structures espacées d'environ 280 m que l'on peut identifier comme étant les streaks décrits dans Drobinski et Foster (2003). Très près de la surface, des structures significatives de plus petites échelles apparaissent. Ces petites structures pourraient correspondre aux "cat-paws" de Hunt et Morisson (2000) issus du "râclage" des streaks sur la surface. Ce mécanisme de dissociation des macro structures de type "streaks" en micro-structures de type "cat paws" pourraient expliquer les mécanisme de transfert direct d'énergie des grandes échelles vers les petites échelles comme suggérées par Hunt et Carlotti (2001).

L'ensemble de ces résultats ont permis de valider une simulation LES forcée dans des conditions similaires à celles rencontrées durant CASES-99. Ces résultats sont en révision à *Journal of At-*

3. Drobinski P., Carlotti P., Newsom R.K., Banta R.M., Foster R.C., Redelsperger J.L., 2004: The Structure of the Near-Neutral Atmospheric Surface Layer. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 699-714

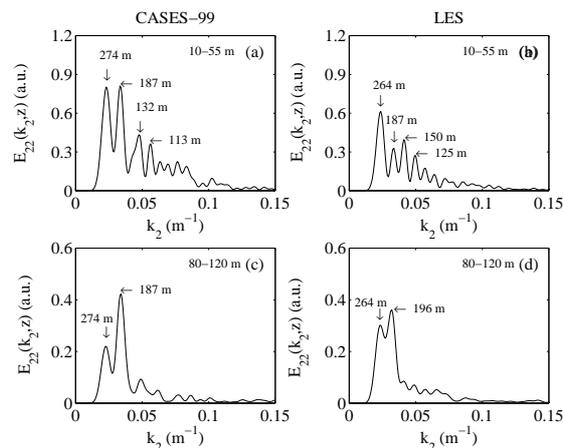


FIG. 1.5 – $E_{22}(k_2)$ (k_2 est le nombre d'onde transverse et E_{22} le spectre des fluctuations de vitesses transverses) obtenu à partir des champs de vitesses radiales perpendiculaires à l'écoulement. Les spectres sont montrés à 2 niveaux verticaux différents moyennés entre 10-55 m (a et c) et entre 80-120 m (b et d). La colonne de droite correspond aux simulations Mésos-NH et la colonne de gauche aux observations par lidar Doppler. D'après Drobinski et al. (en révision).

atmospheric Sciences (Drobinski et al., en révision⁴). La LES montre bien l'existence de structures longitudinales d'épaisseur de l'ordre de 100 m et séparées entre elles par une distance d'environ 300 m (figure 1.4b et d). En détails, la LES est aussi capable de reproduire le caractère multi-échelles des structures présentes à proximité de la surface comme le montre la figure 1.5 (b et d). Les simulations Mésos-NH reproduisent assez bien la forme des spectres observés durant CASES-99 comme le montre la figure 1.6 (E_{22} est le spectre des fluctuations de vitesse transverses u_2 ou v).

Néanmoins dans l'ESL, le schéma sous-maille domine sur la turbulence résolue explicitement ce qui a pour conséquence d'obtenir une dynamique extrêmement dépendante du modèle sous maille. Or celui, basée sur une hypothèse isotrope où la variance est identique pour toutes les composantes du vent. En effet, le modèle sous-maille est basée sur une fermeture utilisant l'énergie cinétique turbulente e (Cuxart et al., 2000):

$$e = \frac{1}{2} \left(\Gamma(u_1, u_1) + \Gamma(u_2, u_2) + \Gamma(u_3, u_3) \right) \quad (1.4)$$

(avec ici les notations suivantes: $u_1 = u$, $u_2 = v$ et $u_3 = w$ et $\Gamma(u_i, u_j) = \overline{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j$) comme variable prognostic:

$$\begin{aligned} \partial_t e &= -\partial_k (\tilde{u}_k e) - \Gamma(u_i, u_k) \partial_k \tilde{u}_i - \partial_j (C_{2m} L \sqrt{e} \partial_j e) - \varepsilon & (a) \\ \varepsilon &= C_\varepsilon \frac{e^{3/2}}{L} & (b) \\ \Gamma(u_i, u_j) &= \frac{2}{3} \delta_{ij} e - \frac{4}{15} \frac{L}{C_m} \sqrt{e} \left(\partial_j \tilde{u}_i + \partial_i \tilde{u}_j - \frac{2}{3} \delta_{ij} \partial_k \tilde{u}_k \right) & (c) \end{aligned} \quad (1.5)$$

où $C_m = 4.$, $C_{2m} = 0.2$ et $C_\varepsilon = 0.7$ sont des constantes sans dimension et $L = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3}$ est une échelle de longueur, où Δx , Δy , et Δz sont les dimensions de la grille (Schmidt et Schumann, 1989). Nous avons donc les variances $\overline{u^2} = \overline{v^2} = \overline{w^2} = 2e/3$. Or la figure 1.7 montre les profils verticaux des variances $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ normalisées par la vitesse frictionnelle u_* . On constate tout

4. Drobinski P., Carlotti P., Redelsperger J.L., Banta R.M., Newsom R.K.: Numerical and Experimental Investigation of the Neutral Atmospheric Surface Layer. *J. Atmos. Sci.*, en révision

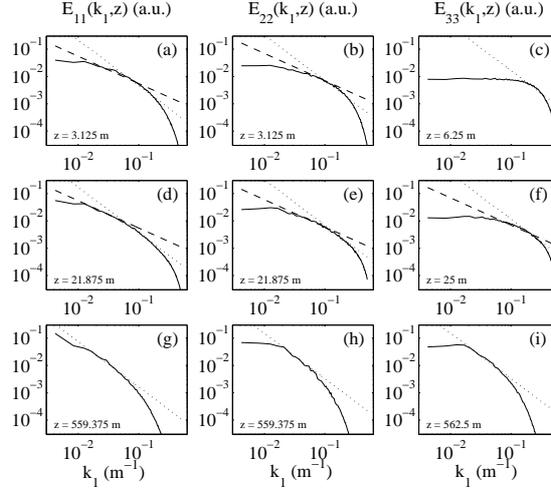


FIG. 1.6 – Spectres $E_{11}(k_1)$ (colonne de gauche), $E_{22}(k_1)$ (colonne du centre) et $E_{33}(k_1)$ (colonne de droite) en fonction de l'altitude (indiquée dans les figures), obtenues à partir des simulations Méso-NH en LES. Les lignes en tiretés et en pointillés indiquent respectivement les pentes en -1 et $-5/3$. D'après Drobinski et al. (en révision).

d'abord un bon accord général entre les observations et la simulation, et aussi que les variances $\overline{u^2}/u_*^2$, $\overline{v^2}/u_*^2$ et $\overline{w^2}/u_*^2$ sont environ égales à 5-6, 3 et 1-2, respectivement. Ces résultats sont cohérents avec ceux de Panofsky (1974). Les rapports $\overline{v^2}/\overline{u^2}$ et $\overline{w^2}/\overline{v^2}$ sont environ égaux à 0.5 en bon accord avec les études numériques par Moeng et Sullivan (1994) et les observations par Nicholls et Readings (1979) et Grant (1986; 1992). On voit donc bien que l'hypothèse d'isotropie du modèle sous maille n'est pas exact en stratification proche de la neutralité. Dans l'ESL, à cause

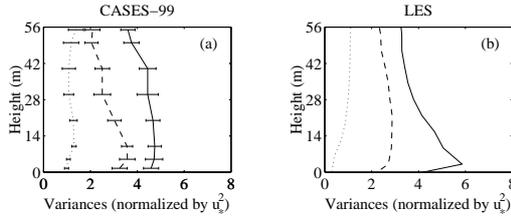


FIG. 1.7 – Spectres $E_{11}(k_1)$ (colonne de gauche), $E_{22}(k_1)$ (colonne du centre) et $E_{33}(k_1)$ (colonne de droite) en fonction de l'altitude (indiquée dans les figures), obtenues à partir des simulations Méso-NH en LES. Les lignes en tiretés et en pointillés indiquent respectivement les pentes en -1 et $-5/3$. D'après Drobinski et al. (en révision).

de la résolution de la LES, l'accord entre observation et la modélisation se dégrade légèrement (sous-estimation de la LES pour $\overline{v^2}$ et $\overline{w^2}$ et sur-estimation pour $\overline{w^2}$). Ce modèle sous-maille affecte donc en partie la fiabilité de la LES. Néanmoins, ce qui nous persuade que la LES capture une partie de la dynamique de l'ESL est qu'elle produit des spectres E_{11} et E_{22} de forme différente à celle de E_{33} (figure 1.6). Dans ces conditions, l'épaisseur de l'ESL est prédite par la LES à environ 20 m (contre une transition lente entre 10 et 30 m pour les observations, voir figure 1.3). La limite inférieure de la plage en $-5/3$ (nombre d'onde de coupure k_u) restituée par Méso-NH est en accord avec les observations CASES-99 (figure 1.8).

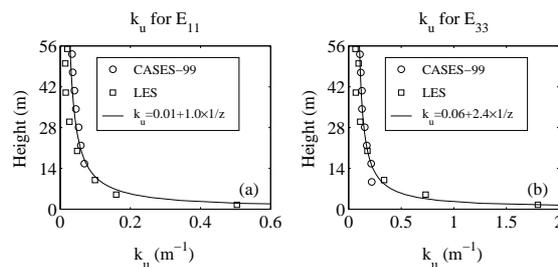


FIG. 1.8 – Profils verticaux de la limite inférieure de la plage en $-5/3 k_u$ pour $E_{11}(k_1)$ (a) et $E_{33}(k_1)$ (b). Le nombre de coupure k_u "observé" est représenté par des cercles. Le nombre de coupure k_u "simulé" est représenté par des carrés. La courbe en trait plein correspond à une équation approximative (moindres carrés) des simulations. D'après Drobinski et al. (en révision).

Une des conclusions majeures proposées dans Drobinski et al. (2004), et vérifiée par la LES décrites dans Drobinski et al. (en révision), est que la couche de surface peut être divisée en au moins deux "sous-couches" où des mécanismes différents gouvernent les propriétés de la turbulence:

- Entre la surface et environ 10-20 m d'altitude, seul le spectre des vitesses longitudinales présente un domaine spectral de transition intermédiaire avec une loi de puissance en 1. Dans cette couche appelée "eddy surface layer" (ESL), les mécanismes de cisaillement et de blocage gouvernent de façon équilibrée les propriétés d'anisotropie de la turbulence.
- Au dessus de l'ESL et jusqu'à environ 100 m, les spectres de toutes les composantes de la vitesse présentent un domaine spectral de transition intermédiaire avec une loi de puissance en -1. Dans cette couche appelée "shear surface layer" (SSL), les mécanismes de cisaillement gouvernent les propriétés d'anisotropie de la turbulence et l'organisation de la turbulence en micro-structures appelées "streaks".
- Entre la SSL et la CLA mélangée, il est possible qu'une "sous-couche" (appelée "upper surface layer", USL) directement sous l'influence de la surface présente des propriétés isotropes. L'existence de cette couche est suggérée par Yaglom (1991) mais il n'existe pas à ce jour de confirmation expérimentale probante.

Les mécanismes à l'origine de la structure "en couches" de la CS sont résumés dans le schéma reproduit en figure 1.9.

1.2 Transport de quantité de mouvement par les "streaks"

Principaux collaborateurs: R.C. Foster, F. Vianey, P. Carlotti

Les structures organisées (que ce soit dans la CS ou dans la CLA) contribuent pour une large part au transport d'énergie. Pour une CLA neutre (dont la CS), i.e. en absence de stratification et en présence de cisaillement de vent, la variable que nous avons étudiée pour caractériser le transport d'énergie associé aux structures cohérentes dans la CS est le flux de quantité de mouvement. Cette étude, reposant sur la simulation Méso-NH en mode LES, a été conduite dans le cadre du stage de 3ème année de l'Ecole Polytechnique de François Vianey que j'ai co-encadré

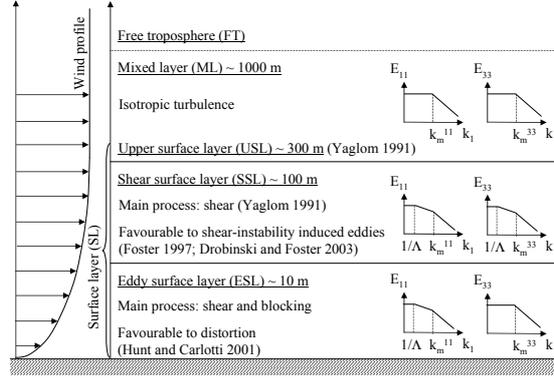


FIG. 1.9 – Schéma représentant la forme des spectres des vitesses longitudinales (E_{11}) et verticales (E_{33}) dans les différentes sous-couches de la CS, avec les mécanismes associés indiqués. D'après Drobinski et al. (2004).

avec Ralph C. Foster. Ce stage a été effectué pour partie à l'École Polytechnique et pour partie à l'Université de Washington grâce à un financement PATOM et NASA.

Les profils verticaux de flux de quantité de mouvement \overline{uw} sont représentés sur la figure 1.10a. Il faut noter que le flux de quantité de mouvement dans le sens de l'écoulement \overline{uw} est toujours négatif alors que le flux de quantité de mouvement transverse à l'écoulement est négatif près de la surface et positif au dessus de 250 m. La figure 1.10b montre le coefficient de corrélation de u et w :

$$\gamma_{uw} = \frac{\overline{uw}}{\sqrt{\overline{u^2}} \sqrt{\overline{w^2}}} \quad ; \quad \begin{array}{l} \text{updrafts: } \gamma_{uw^+} = \overline{uw^+} / \sqrt{\overline{u^2}} \sqrt{\overline{w^2}} \\ \text{downdrafts: } \gamma_{uw^-} = \overline{uw^-} / \sqrt{\overline{u^2}} \sqrt{\overline{w^2}} \end{array} \quad (1.6)$$

et sépare les contributions des updrafts et downdrafts. Les zones de mouvements verticaux subsidents (ascendants) coïncident généralement avec des zones de fluctuations longitudinales u positives (négative). Comme Moeng et Sullivan (1994), nous avons trouvé que les updrafts sont les mouvements dominants, sauf très près de la surface. La couche où le coefficient de corrélation des downdraft est le plus fort est confinée près de la surface.

Des travaux antérieurs ont montré que l'analyse en quadrant est une méthode robuste pour extraire les contributions séparées des "ejections" ($w > 0$ et $u < 0$) et des "sweeps" ($w < 0$ et $u > 0$) au flux de quantité de mouvement (e.g. Lin et al., 1996). On extrait les quatre contributions au flux de quantité de mouvement par les signes des fluctuations u et w . Les sweep et ejection sont définis par:

$$\overline{uw} = \left(\overline{u^+w^+} + \overline{u^-w^-} \right) + \underbrace{\overline{u^+w^-}}_{\text{sweeps}} + \underbrace{\overline{u^-w^+}}_{\text{ejections}} \quad (1.7)$$

où les exposants $+$ et $-$ indiquent le signe de la fluctuation de vitesse. Cette décomposition est montrée sur la figure 1.10c and d. Les contributions négative représentent environ 65 % des événements, avec en majorité des sweeps au dessus de la CS. Bien que les ejections sont moins fréquentes, elles sont plus énergétiques que les sweeps et les sweeps et ejections sont ensemble plus énergétiques que le flux de quantité de mouvement positif, qui a une probabilité d'occurrence plus faible que le flux de quantité de mouvement négatif. Dans la CS où les streaks sont présents, les sweeps et ejections ont pratiquement la même probabilité d'occurrence mais les ejections sont plus énergétiques.

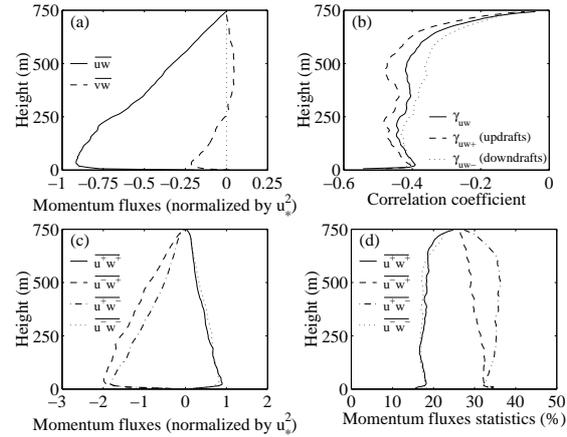


FIG. 1.10 – (a) Momentum transport (normalized by u_*^2); (b) Vertical distribution of the correlation coefficient of u and w . Dashed curve is for updrafts only, dotted curve for downdrafts only; (c) Momentum fluxes normalized by u_*^2 ; (d) Momentum flux statistics from the LES. The terms $\overline{u^+w^+}$, $\overline{u^-w^-}$, $\overline{u^+w^-}$ (sweeps) and $\overline{u^-w^+}$ (ejections) are displayed with solid line, dotted line, dash-dotted line and dashed line, respectively. D'après Foster et al. (soumis).

Ces résultats sont en bon accord avec les mesures effectuées durant CASES-99 entre la surface et 60 m d'altitude (Drobniski et al., 2004; en révision) comme le montre la figure 1.11. L'accord

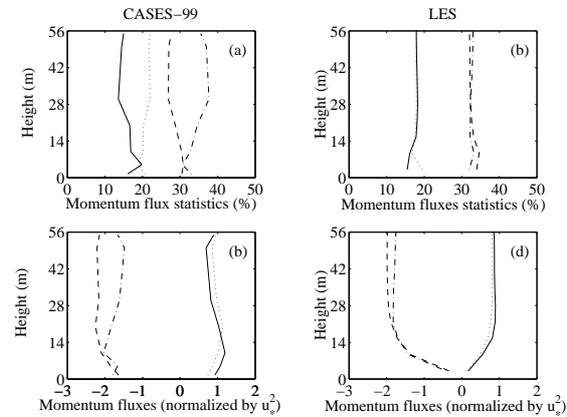


FIG. 1.11 – Statistique des flux de quantité de mouvement (a,b) et flux de quantité de mouvement normalisés par u_*^2 (c,d) calculés à partir des données CASES-99 (colonne de gauche) et des sorties de la simulation LES (colonne de droite). Les termes $\overline{u^+w^+}$, $\overline{u^-w^-}$, $\overline{u^+w^-}$ (sweeps) et $\overline{u^-w^+}$ (ejections) sont représentés en ligne continue, en pointillés, en pointillés, en tiret/point et en tireté, respectivement. D'après Drobniski et al. (en révision).

entre observations et modélisation est bon dans la SSL (au dessus de 20 m) (surtout pour la valeur normalisée des flux de quantité de mouvement) mais se détériore dans l'ESL due à la résolution insuffisante. Néanmoins dans l'ESL, l'accord qualitatif permet là encore de conclure que la LES capture une large partie de la dynamique de la turbulence dans l'ESL. En effet, un résultat fondamental de l'étude de Drobniski et al. (2004; en révision) est le comportement distinct du transport de quantité de mouvement entre la SSL et l'ESL. En effet, dans l'ESL, l'occurrence des ejections augmente et les ejections et sweeps ont une probabilité d'occurrence

semblable (environ 30 % dans les données CASES-99, et environ 32-35 % dans la LES). Ce peut être la conséquence du lien entre sweeps et ejections suggéré par Lin et al. (1996): les sweeps parvenant jusqu'à la surface deviennent une source d'ejections plus faibles. Or, ceci renforce l'hypothèse de micro-structures présentes dans les macro-structures (les streaks) proposée par Hunt et Carloti (2001) et Hommema et Adrian (2003). Néanmoins, dans la LES, nous avons un nombre trop réduit de points dans la couche critique qu'est l'ESL pour pouvoir discuter les différences dans la comparaison quantitative entre les flux de quantité de mouvement mesurés et simulés dans l'ESL en dessous de 20 m.

La figure 1.12 cartographie les régions de sweeps et d'ejections dans la LES à différentes altitudes. Cette figure confirme que les sweeps et ejections dominent les flux de quantité de mouvement près de la surface et qu'ils sont associés aux streaks (structures en bandes). Pour définitivement

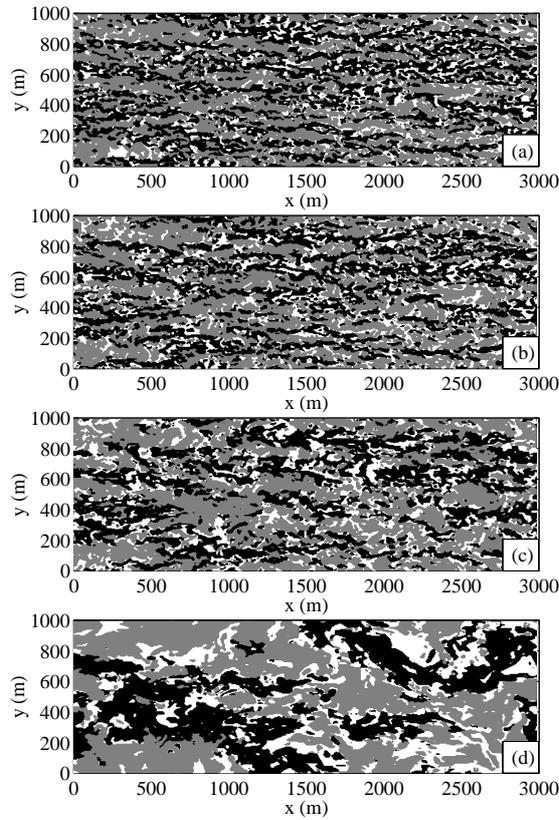


FIG. 1.12 – Coupe horizontale du flux de quantité de mouvement obtenue à partir des simulations Méso-NH à $z = 9$ m (a), $z = 28$ m (b), $z = 47$ m (c) and $z = 153$ m (d). Les zones en noir représentent les "ejections" (u^-w^+), en grisé les "sweeps" (u^+w^-) et en blanc, le reste (u^-w^- et u^+w^+). D'après Foster et al. (soumis).

prouver le lien direct entre flux de quantité de mouvement et streaks tels que définis par Foster (1997), Drobinski et Foster (2003) et Dubos et al. (soumis), le travail a consisté à reconstituer un champ à partir du champ échantillonné selon le critère portant sur les flux de quantité de mouvement suivant:

$$\widehat{\Psi}(x',y',z',z_d) = \left\langle \Psi(x_d + x',y_d + y',z_d + z') \mid \mathcal{E}(x_d,y_d,z_d,\mathcal{T}_{uw}) \right\rangle_{x_d,y_d} \quad (1.8)$$

avec

$$\mathcal{E}(x_d, y_d, z_d, \mathcal{T}_{uw}) = \begin{cases} u^- w^+(x_d, y_d, z_d) < \mathcal{T}_{uw} & \text{ejections} \\ u^+ w^-(x_d, y_d, z_d) < \mathcal{T}_{uw} & \text{sweeps} \end{cases} \quad (1.9)$$

Le champ échantillonné se présente sous forme de structures organisées de façon identique aux streaks (représenté par les lignes de courant dans un plan transverse aux structures résultantes) figure 1.13). Dans le cas où l'échantillonnage conditionnel est réalisé sur les flux de quantité de mouvement positif, alors le champ échantillonné résultant ne présente aucune organisation. Les circulations associées aux sweeps (figure 1.13, colonne de droite) ou aux ejections (figure 1.13, colonne de gauche) prennent la forme des streaks visualisés "à l'oeil" sur le champ "total", avec une circulation dans le plan transverse caractéristique.

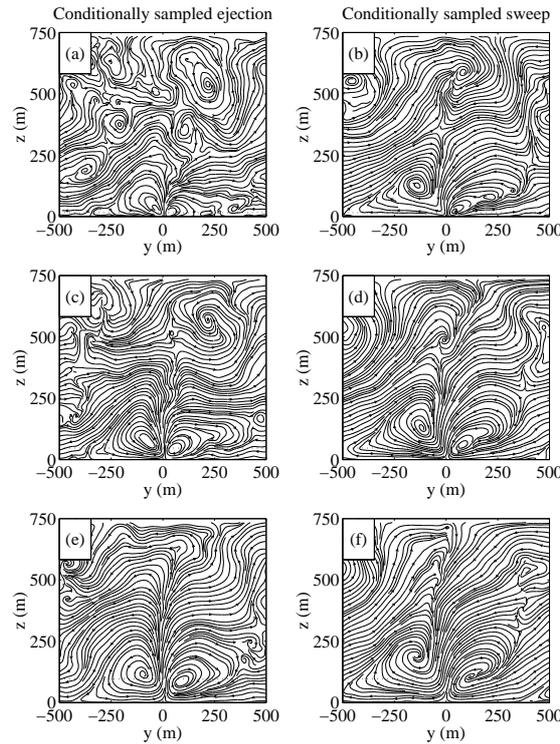


FIG. 1.13 – Extraction de la structure dynamique des sweeps et ejections à partir du champ Méso-NH échantillonné. D'après Foster et al. (soumis).

Enfin, ce travail avait pour objectif d'évaluer la relation entre forme du spectre (et particulièrement présence de la loi en -1) et les structures cohérentes. Sur ce point, il n'a pas été possible de conclure à partir de cette étude. En effet, si l'on calcule les spectres pour la partie de l'écoulement qui satisfait aux critères de sweep ou d'ejection de la façon suivante:

$$\widehat{E}_{ii}^{se} = \langle F(u_i) F^*(u_i) | \mathcal{E}^{se} \rangle_{\bar{x}} \quad (1.10)$$

où $F(u_i)$ est l'opérateur de Fourier sur la composante u_i de la fluctuation de vitesse et \mathcal{E}^{se} la condition qui doit être satisfaite. L'exposant * dénote le complexe conjugué. La figure 1.14 montre que la forme des spectres obtenus par échantillonnage conditionnel calculés pour les ejections (tiretés) et les sweeps (pointillés) sont très semblable au spectre moyen du champ total (ligne continue).

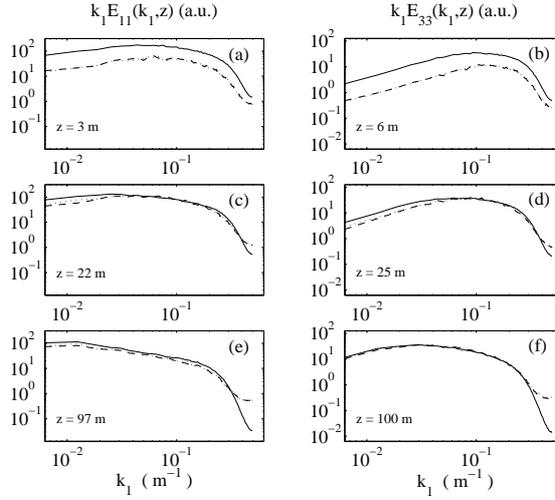


FIG. 1.14 – Colonne de gauche: Spectres obtenus par échantillonnage conditionnel $k \times \widehat{E}_{11}^{se}$ pour les ejections (tiretés) et sweeps (pointillés) intenses. La figure montre les spectres aux altitudes $z = 3, 22$ et 97 m, et la ligne continue montre le spectre du champ total $k \times E_{11}$. Colonne de droite: Idem que la colonne de gauche pour E_{33} aux altitudes $z = 6, 25$ et 100 m. D’après Foster et al. (soumis).

Cette étude a été soumise pour publication à *Boundary Layer Meteorology* (Foster et al., soumis⁵).

1.3 Longueurs intégrales en turbulence ”bloquée”

Principaux collaborateurs : P. Carlotti, J.R.C. Hunt et J.L. Redelsperger

La turbulence peut être caractérisée par deux types d’échelle de longueurs, les échelles *fonctionnelles* et les échelles *intégrales* (Hunt et al., 1989). Les échelles fonctionnelles sont des rapport de deux quantités statistiques de l’écoulement. Elles sont généralement dérivées des quantités statistiques en un point (Andrén et Moeng, 1993). Les échelles fonctionnelles sont souvent utilisées en modélisation de la turbulence parce qu’elles peuvent être aisément calculées en utilisant uniquement les valeurs des quantités en un point.

L’échelle fonctionnelle la plus pertinente à très grand nombre de Reynolds (cas atmosphérique) est l’échelle de dissipation $\mathcal{L}_\varepsilon = E^{3/2}/\varepsilon$, où $E = (1/2)(\overline{u_i^2})^{1/2}$ est l’énergie cinétique turbulente totale et $\varepsilon = dE/dt$ la dissipation. Les échelles intégrales sont obtenues à partir de la forme de la courbe de corrélation en deux points d’une quantité de l’écoulement. Les études théoriques reposent en général que les corrélation en deux points qui sont plus faciles à interpréter théoriquement.

5. Foster R.C., Vianey F., Drobinski P., Carlotti P.: Near-Surface Sweeps and Ejections in a Neutrally-Stratified Large Eddy Simulation. *Boundary-Layer Meteorol.*, soumis

En turbulence homogène, on peut montrer que \mathcal{L}_ε et l'échelle intégrale L^H sont proportionnelles. En supposant que la turbulence obéit à un spectre de Karman (Hunt et Graham, 1978),

$$E(k) = \left(\frac{55}{9}\alpha_K\right) \frac{\varepsilon^{2/3}k^4}{(g_2L_0^{-2} + k^2)^{17/6}} \quad \text{with} \quad \begin{cases} \alpha_K \approx 0.25 \\ g_2 = 0.558 \end{cases}$$

où L_0 est une longueur et k le nombre d'onde. Le spectre de Karman est en général une bonne approximation des spectres atmosphériques aux altitudes intermédiaires (Mann, 1994). \mathcal{L}_ε et L^H peuvent être calculés en fonction de L_0 seulement, i.e. $\mathcal{L}_\varepsilon \approx 2.65L_0$ et $L^H \approx 2.38L_0$. Cette proportionnalité reflète une des idées fondamentales de la turbulence: l'universalité d'un écoulement turbulent homogène signifie qu'une seule échelle de longueur est suffisante pour caractériser l'écoulement. En revanche, le problème est bien plus complexe en turbulence inhomogène.

Dans ce cas, plusieurs échelles intégrales inhomogènes peuvent être introduites, généralisant les idées de Hunt et al. (1989), Lee et Hunt (1989) et Jacquin et al. (1990):

$$L_{ij}^{(x_k+)} = \frac{\int_0^\infty \overline{u_i(\underline{x})u_j(\underline{x} + r\mathbf{e}_k)}dr}{\overline{u_iu_j}} \quad , \quad (i,j,k) \in \{1,2,3\}^3 \quad (1.11)$$

où x_k sont les coordonnées géométriques (x_3 ou z étant la coordonnée verticale). Ces 18 échelles de longueur prennent en considération toutes les directions pour la vitesse et la séparation. En turbulence fortement inhomogène, ces 18 échelles de longueur peuvent toutes être différentes. Cependant, dans le cas de la CLA de tout écoulement turbulent limité par une surface plane, ces échelles de longueur ne prennent pas en considération la présence de la paroi plane. Cela nous amène à introduire les échelles intégrales suivantes:

$$L_{ij}^{(z-)} = \frac{\int_0^z \overline{u_i(\underline{x})u_j(\underline{x} - r\mathbf{e}_3)}dr}{\overline{u_iu_j}} \quad , \quad (i,j) \in \{1,2,3\}^2 \quad (1.12)$$

$L_{ij}^{(z-)}$ est appelée l'échelle intégrale verticale *descendante* et $L_{ij}^{(z+)}$ l'échelle intégrale verticale *ascendante*. Le schéma montré sur la figure 1.15 explique les différences entre ces échelles de longueurs qui s'avèreront particulièrement utiles pour caractériser l'*anisotropie de la turbulence*.

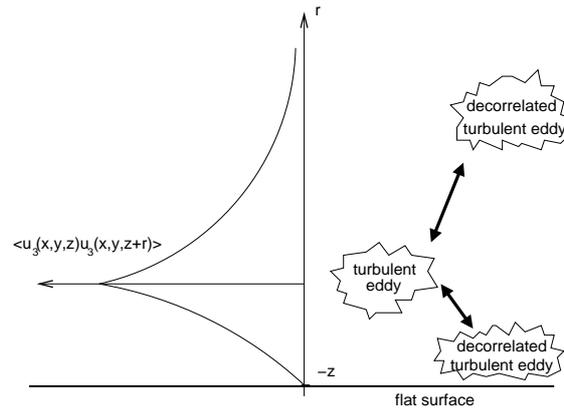


FIG. 1.15 – Schéma qualitatif pour les différences entre les échelles intégrales verticale descendante et ascendante.

Dans les théories classiques de la turbulence dans la couche limite atmosphérique, il est généralement admis que, dans les situations de stratification neutre, toutes les longueurs caractéristiques

sont proportionnelles à l'altitude (Prandtl, 1952). Cependant, cela pose des questions à la fois théoriques et pratiques pour la paramétrisation. Nous avons donc estimé analytiquement les longueurs intégrales de la turbulence près de la surface pour la vitesse verticale u_3 (composante du vent qui "sent" le plus les effets du blocage par la surface) en utilisant la théorie de la distortion rapide (rapid distortion theory ou RDT) inhomogène (Lee et Hunt, 1989) et discuter les conséquences sur les longueurs de mélange et leur représentation dans les modèles numériques. Ces résultats ont été publiés dans le *Journal of Fluid Mechanics* (Carlotti et Drobinski, 2004⁶).

Pour un spectre d'énergie de type spectre de Karman généralisé d'exposant $2p$:

$$E(k) = \frac{Ck^4}{(1+k^2)^{p+2}}, \quad (1.13)$$

où C est une constante indépendante du nombre d'onde k , les estimations des équations (1.11) et (1.12) pour u_3 ont montré que certaines des longueurs intégrales variaient selon une loi de puissance en fonction de l'altitude de la forme, i.e. $L_{33}^{(x)} \propto z^{\gamma_1}$, $L_{33}^{(y)} \propto z^{\gamma_2}$, $L_{33}^{(z+)} \propto z^{\gamma_3}$, $L_{33}^{(z-)} \propto z^{\gamma_4}$ avec: Ceci montre que l'hypothèse associée à l'analyse en échelle n'est pas unique et qu'elle est

$1 < 2p < 2$ (turbulence à grand nombre de Reynolds)	$2 < 2p < 3$ →	$3 < 2p < 4$ (turbulence à faible nombre de Reynolds)
$\gamma_1 = 1$	$0 < \gamma_1 = 3 - 2p < 1$	$\gamma_1 = 0$
$\gamma_2 = 1$	$0 < \gamma_2 = 3 - 2p < 1$	$\gamma_2 = 0$
$0 < \gamma_3 = 2 - 2p < 1$	$-1 < \gamma_3 = 2 - 2p < 0$	$\gamma_3 = -1$
$\gamma_4 = 1$	$\gamma_4 = 1$	$\gamma_4 = 1$

TAB. 1.1 – *Forme asymptotique des échelles intégrales pour les fluctuations de vitesses verticales. Le paramètre $2p$ correspond à la pente du spectre.*

fortement liée à la forme du spectre. En effet, la raison pour laquelle l'argument dimensionnel simple selon lequel la distance à la paroi est la seule échelle de longueur (Prandtl, 1952) ne s'applique pas est que, du fait de la nature "top-down" (les tourbillons s'écrasant sur la surface viennent d'une région en altitude, cf. sections précédentes) de la turbulence dans la CS, une deuxième échelle intégrale intervient dans notre problème, qui est l'échelle intégrale de la turbulence L^H loin de la paroi. L'analyse dimensionnelle donne donc:

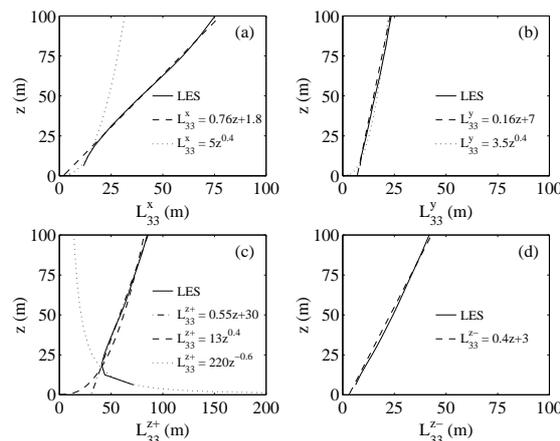
$$L = L^H \phi(z/L^H)$$

où L est une des longueurs intégrales $L_{ij}^{(x_k+)}$ ou $L_{ij}^{(z-)}$. De cette analyse dimensionnelle, il n'est pas possible de déterminer la fonction ϕ . Le calcul par la RDT offre un moyen de calculer ϕ . On obtient donc les expressions dimensionnelles des échelles intégrales pour u_3 , reportées dans le tableau 1.2. où les coefficients sont données dans Carlotti et Drobinski (2004).

Le tableau 1.1 permet d'interpréter les profils verticaux des échelles intégrales calculées pour la vitesse verticale u_3 obtenue de la simulation Méso-NH en mode LES décrite dans les sections précédentes. Ces échelles intégrales sont représentées sur la figure 1.16. On peut voir très clairement que $\gamma_4 = 1$ avec un excellent accord. Pour $z \geq 20$ m (SSL), les résultats du tableau 1.1

6. Carlotti P., Drobinski P., 2004: Length-Scales in Wall-Bounded High Reynolds number Turbulence. *J. Fluid Mech.*, **516**, 239-264

	$L_{33}^{(x)}$	$L_{33}^{(y)}$	$L_{33}^{(z+)}$	$L_{33}^{(z-)}$
$1 < 2p < 2$	$\frac{\pi}{2} \frac{a^x}{a} z$	$\frac{\pi}{2} \frac{a^y}{a} z$	$\frac{\pi}{2} \frac{b^{z+}}{a} z^{2-2p} L_H^{2p-1}$	$\frac{a^{z-}}{a} z$
$2 < 2p < 3$	$\frac{\pi}{2} \frac{b^x}{a} z^{3-2p} L_H^{2p-2}$	$\frac{\pi}{2} \frac{b^y}{a} z^{3-2p} L_H^{2p-2}$	$\frac{\pi}{2} \frac{b^{z+}}{a} z^{2-2p} L_H^{2p-1}$	$\frac{a^{z-}}{a} z$
$3 < 2p < 4$	$\frac{\pi}{2} \frac{b^x}{b} L_H$	$\frac{\pi}{2} \frac{b^y}{b} L_H$	$\frac{\pi}{2} \frac{b^{z+}}{b} z^{-1} L_H^2$	$\frac{b^{z-}}{b} z$

TAB. 1.2 – Expressions dimensionnelles de $L_{33}^{(x)}$, $L_{33}^{(y)}$, $L_{33}^{(z+)}$ et $L_{33}^{(z-)}$.FIG. 1.16 – Profils verticaux des longueurs intégrales $L_{33}^{(x)}$, $L_{33}^{(y)}$, $L_{33}^{(z+)}$ et $L_{33}^{(z-)}$ simulées par Méso-NH (trait plein). La forme des longueurs intégrales simulées est comparée aux prédictions théoriques près de la surface (modèle sous-maille domine) (pointillés) et dans la SSL (tiretés). D'après Carlotti et Drobniski (2004).

pour $L_{33}^{(x)}$, $L_{33}^{(y)}$ et $L_{33}^{(z-)}$ sont bien reproduites avec $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_4 = 1$. Pour $L_{33}^{(z+)}$, deux courbes apparaissent comme des approximations raisonnables de l'échelle intégrale avec $\gamma_4 = 0.4$ (i.e. $2p = 1.6 \approx 5/3$) (tiretés) et $\gamma_4 = 1$ (i.e. $2p = 1$) (tiret/point). L'approximation linéaire $0.55z + 30$ correspond à une loi de puissance spectrale égale à -1 quand le terme constant 30 est plus petit que le terme affine $0.55z$. Ceci implique l'existence d'une loi de puissance en -1 pour z assez grand. Ce résultat est en accord avec ceux décrits précédemment pour la SSL (Drobniski et al., 2004; en révision). Cependant pour $z \leq 20$ m (ESL), $L_{33}^{(z+)}$ croît quand z décroît. En supposant un exposant pour le spectre $2p = 2.6$, un très bon accord est trouvé entre les valeurs de $L_{33}^{(z+)}$ calculées avec les sorties de la LES et celles prédites par la RDT. Ceci correspond à une "surviscosité" induite par le schéma sous-maille de la LES qui entraîne que le spectre a une pente supérieure (en valeur absolue) à -2 (voir la figure 1.6).

L'argument fondateur de la théorie classique de la couche limite est que de l'analyse dimensionnelle (Prandtl, 1952), la longueur de mélange ℓ_m , qui est l'échelle de longueur reliée à la tension de Reynolds, devrait être proportionnelle à la distance à la paroi, i.e. $\ell_m = k_0 z$, où k_0 est la constante de Karman. Partant de cette hypothèse, Townsend (1976), supposant que ℓ_m est proportionnelle à z , a dérivé la valeur de la constante de Karman $k_0 \approx 0.32$, qui est une valeur dépendant de la taille effective des tourbillons turbulents. Malkus (1956), en utilisant des arguments de théorie de la stabilité a trouvé $k_0 \approx 0.33$. L'interprétation physique de la longueur de mélange ℓ_m comme l'échelle verticale sur laquelle en moyenne les champs de vitesse sont décorrélés induit que ℓ_m devrait être semblable à la plus petite des échelles intégrales verticales

de l'écoulement, ainsi que Prandtl (1952) l'a noté. On doit donc avoir:

$$\ell_m \sim L_{33}^{(z^-)} \quad (1.14)$$

Du tableau 1.2, $L_{33}^{(z^-)} = (a^{z^-}/a)z$. Donc, notre analyse montre que:

$$\ell_m \sim k_0 z,$$

où k_0 dépend du cisaillement de vent β et est donné par $k_0 = \frac{a^{z^-}}{a}$ (pour les expressions de a^{z^-} et a , voir Carloti et Drobinski, 2004). De cette théorie, k_0 peut être calculé numériquement pour différentes valeur de loi de puissance du spectre $2p$ entre $2p = 5/3$ and $2p = 1$ (tableau 1.3). On

	$2p = 5/3$	$2p = 1.5$	$2p = 1.3$	$2p = 1.1$	$2p = 1.01$
$\beta = 0$	$k_0 = 0.47$	$k_0 = 0.42$	$k_0 = 0.33$	$k_0 = 0.22$	$k_0 = 0.20$
$\beta = 2$	$k_0 = 0.45$	$k_0 = 0.40$	$k_0 = 0.31$	$k_0 = 0.21$	$k_0 = 0.19$
$\beta = 4$	$k_0 = 0.45$	$k_0 = 0.39$	$k_0 = 0.31$	$k_0 = 0.21$	$k_0 = 0.19$
$\beta \rightarrow \infty$	$k_0 \rightarrow 0.45$	$k_0 \rightarrow 0.39$	$k_0 \rightarrow 0.31$	$k_0 \rightarrow 0.21$	$k_0 \rightarrow 0.19$

TAB. 1.3 – Values of k_0 computed numerically for various values of $2p$.

notera que k_0 dépend très faiblement du cisaillement de vent β . C'est un signe encourageant que la RDT se comporte bien, même si dans notre étude le cisaillement est supposé constant alors que pour un profil logarithmique le cisaillement n'est pas constant. Les valeurs pour $2p = 5/3$ montrent un bon accord avec les valeurs expérimentales de 0.4. Néanmoins dans la CS (ESL et SSL), on peut s'attendre à une valeur de k_0 entre les deux extrêmes, i.e. 0.5 et 0.2 puisque la forme des spectres présentent des plages spectrales où la loi de puissance est en -1 et en -5/3.

Sur le plan de la paramétrisation, ces idées ont été utilisées pour montrer que les longueurs utilisées dans les modèles de sous maille pour l'atmosphère (de la LES à la méso échelle) doivent être corrigées, et ce résultat étendu aux cas non neutres (stables et instables) en utilisant la théorie de similitude de Monin-Obukhov tel que suggéré dans Redelsperger et al. (2001) en supposant une plage en -1 dans le spectre dans l'ESL. L'extension des travaux de Redelsperger et al. (2001) en incluant la structure de la CS comme la superposition d'au moins 2 couches (l'ESL et la SSL) doivent être maintenant conduite pour apporter des améliorations à l'approche proposée par Redelsperger et al. (2001).

Chapitre 2

Structures organisées dans la CLA

Pour parler de structures organisées dans la couche limite atmosphérique (CLA), il est nécessaire de distinguer les contributions dites "moyenne" et "turbulente" à la dynamique atmosphérique. Cette séparation a un support spectral: les grandes échelles définissent un écoulement moyen principalement bidimensionnel et en moyenne horizontal, les petites échelles constituent un écoulement chaotique complexe et de nature tridimensionnelle. A l'écoulement moyen est associée une description déterministe à partir de lignes de courant continues et dérivables. L'écoulement turbulent est construit comme une superposition de modes couvrant une bande étendue d'échelles, entre l'échelle maximale où il est produit, et l'échelle minimale au seuil du domaine visqueux. Dans l'atmosphère, ce continuum peut couvrir 5 décades.

Les équations de Navier Stokes nous enseignent l'existence d'une forte interaction d'échelles liée à la non linéarité des équations, qui va des petites échelles vers les grandes échelles et inversement. Mais la complexité de la dynamique de cet écoulement ne s'arrête pas là. A l'interface 2D-3D vient s'insérer un système hybride de mouvements tridimensionnels cohérents, prenant la forme de cellules ou de rouleaux longitudinaux (Atkinson et Zhang, 1996). Cet écoulement hybride a le côté continu de l'écoulement moyen dans la mesure où il peut engendrer des organisations sur les lignes de courant, et le côté tridimensionnel de la turbulence dans lequel il a ses racines. Ces structures organisées sont cohérentes, donc continues et dérivables, et possèdent une périodicité spatiale. Ces mécanismes sont d'un intérêt scientifique fondamental puisqu'ils modifient les propriétés d'échange des couches d'atmosphère dans lesquelles ils se développent, et assurent une grande partie du transport de l'énergie et de matière. Leur prise en compte dans les paramétrisations de la CLA est nécessaire pour assurer fiabilité de la prévision météorologique et de la qualité de l'air à l'échelle locale, comme l'illustre l'article publié au *Journal of Geophysical Research* (Vautard et al., 2003¹) qui montre les résultats d'une étude de sensibilité des concentrations de certaines espèces restituées par CHIMERE (modèle de prévision de pollution développé au LMD) à la hauteur de la CLA.

1. Vautard R., Martin D., Beekmann M., Drobinski P., Friedrich R., Jaubertie A., Kley D., Lattuati M., Moral P., Neininger B., Theloke J., 2003: Paris Emission Inventory Diagnostics from the ESQUIF Airborne Measurements and a Chemistry-Transport Model. *J. Geophys. Res.*, **108**, 7.1-7.21

2.1 Dynamique des structures organisées

Principaux collaborateurs: R.A. Brown, P.H. Flamant, J. Pelon, J. Fochesatto, C. Flamant, D. Guédalia, C. Sarrat, P.H. Flamant, J. Pelon, R. Vautard

J'ai étudié en coopération avec Robert A. Brown de l'Université de Washington, les caractéristiques structurelles tridimensionnelles de ces organisations et les sources d'énergie à leur origine dans deux différentes situations météorologiques: le cas convectif fortement cisailé et le cas convectif très faiblement cisailé. A l'aide la base de données du programme ECLAP (Étude de la Couche Limite atmosphérique en Agglomération Parisienne, décembre 1994 à mars 1995 au SIRTA de l'IPSL; voir Dupont et al., 1999), j'ai mis en évidence la modulation spatiale des flux turbulents de surface par ces structures organisées de type rouleaux longitudinaux, qui pose la question de leur impact sur le bilan d'énergie aux plus grandes échelles car ces structures couvrent une large partie des océans et des continents (Foster et Brown, 1994). J'ai montré que la modulation temporelle des flux de surface se produit dans le cas fortement cisailé où les structures organisées dérive latéralement par rapport au vent géostrophique. La vitesse latérale de dérive des structures cohérentes que j'ai mesurée par lidar Doppler atteint plusieurs dizaines de centimètres par seconde induisant une advection horizontale équivalente au transport vertical dans les zones de subsidence et d'ascendance des structures cohérentes. La figure 2.1 visualise les séries temporelles des profils verticaux de vitesses verticales et la hauteur d'inversion z_i de la CLA restituée pour le cas fortement cisailé (M13 signifiant 13 mars 1995) et pour le cas fortement convectif (M14 signifiant 14 mars 1995). Pour le cas cisailé M13, les mesures montrent des mouvements ascendants et descendants se répétant périodiquement toutes les 1.3 h du fait de la dérive latérales de structures au dessus du capteur. La taille de ces structures varie avec la hauteur de la CLA. Les structures restent confinées dans la CLA. Bien qu'il n'y ait pas de théorie qui détermine l'interaction entre les structures organisées avec l'inversion au sommet de la CLA, des effets qualitatifs ont été observés et prédits. La dynamique dans les cas de convection organisée accroît le mélange dans la CLA et renforce l'inversion (Brown, 1974). Ce forçage périodique des régions d'ascendance des structures organisées induisent des ondes de gravité à l'inversion et l'entraînement dans la CLA est attendue au sommet des régions de subsidences (voir figure 2.1a). Des structures périodiques de même type apparaissent à 500 m dans la couche résiduelle nocturne en phase avec les mouvements convectifs associées au structures organisées dans la CLA. En coopération avec Javier Fochesatto du CEILAP (Argentine) et de Claire Sarrat et Daniel Guédalia au LA, nous avons montré en associant observations de la campagne ESQUIF (Étude et Simulation de la Qualité de l'air en Ile de France, 1998-2000 au SIRTA; voir Menut et al., 2000) et simulations Méso-NH que le moteur probable de ce couplage est la propagation d'ondes au dessus de la CLA convective en développement. Cette augmentation de l'activité turbulente dans la couche résiduelle s'accompagne de la destruction de la stratification et l'air de la couche résiduelle est entraîné dans la CLA convective en même temps que de l'air troposphérique est entraîné dans la couche résiduelle (Fochesatto et al., 2001²). Pour le cas fortement convectif M14, de telles structures n'apparaissent pas du fait de l'absence de dérive latérale des rouleaux longitudinaux. L'absence de dérive latérale conduit à l'absence de modulation temporelle des flux turbulents de surface.

². Fochesatto J., Drobinski P., Flamant C., Guédalia D., Sarrat C., Flamant P.H., Pelon J. , 2001 : Evidence of Dynamical Coupling Between the Residual Layer and the Developing Convective Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, **99**, 451-464

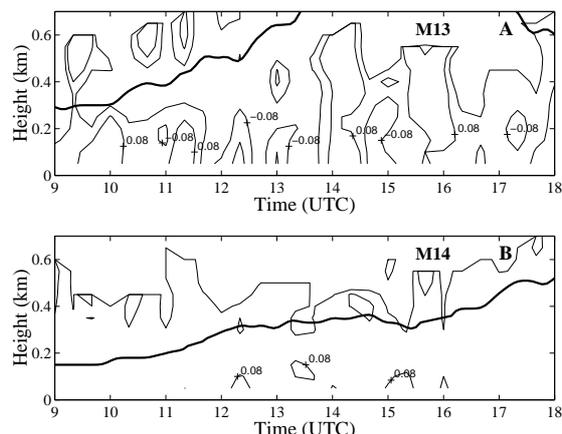


FIG. 2.1 – Profil vertical des vitesses verticales obtenues par sodar en fonction du temps en M13 (A) et M14 (B) de 0900 TU à 1800 TU. Les isocontours correspondent à $\pm 0.08 \text{ m s}^{-1}$. La ligne épaisse donne la hauteur de la couche d'inversion déduite des mesures lidar rétrodiffusion. D'après Drobinski et al. (1998).

J'ai analysé les termes d'énergie dominants dans la production et le maintien des rouleaux longitudinaux qui sont principalement le cisaillement de vent transverse aux rouleaux $\overline{v_2 w_2} d\overline{V}/dz$, et la flottabilité $\overline{w_2 T_2 g}/\overline{V}$ (l'indice 2 correspond à la modulation due aux rouleaux longitudinaux encore appelés écoulements secondaires). L'échange énergétique avec la turbulence de plus petite échelle est négligeable dans le bilan énergétique des rouleaux (Brown, 1972; LeMone, 1973, 1976). En M13, la convection comme la dynamique contribuent au maintien des rouleaux alors qu'en M14, la convection est importante et le cisaillement de vent faible ($\simeq 1.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$). Weckwerth et al. (1997) montre des résultats similaires d'organisation en rouleaux longitudinaux avec un cisaillement de vent $\simeq 2.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Ces valeurs de cisaillement sont faibles d'après la théorie et les observations (Brown, 1972; LeMone, 1973; Miura, 1986; Etling et Brown, 1993), qui suggèrent qu'il existe trois régimes de circulation cohérente organisée dans la CLA, selon la valeur du cisaillement vertical du vent horizontal. La convection pure, ou instabilité de Rayleigh, prend la forme de cellules, sans direction horizontale privilégiée. Quand le cisaillement de vent est faible, les rouleaux remplacent les cellules. Ce cas dominé par la convection est illustré en M14: les rouleaux longitudinaux apparaissent par vent faible de $\simeq 4 \text{ m s}^{-1}$, comme observé précédemment par Ferrare et al. (1991) et Weckwerth et al. (1997) qui ont mesuré des vitesses de vent inférieures à $\simeq 2 \text{ m s}^{-1}$ et $\simeq 3 \text{ m s}^{-1}$, respectivement. Enfin, quand le vent est supérieur à une valeur seuil de $\simeq 5 \text{ m s}^{-1}$ (Weckwerth et al., 1997), la contribution à l'organisation de la CLA est principalement dynamique, comme c'est le cas en M13, et les rouleaux longitudinaux dérivent. La convection est importante en M13 et M14 mais les sources d'instabilité sont différentes. Tôt en M13, la contribution de la production mécanique par cisaillement de vent est dominante. Dans la journée, l'énergie totale augmente avec l'accroissement d'énergie convective, provoquant l'élévation de la CLA. En M14, le cisaillement de vent est quasi inexistant au sommet de la CLA et la CLA est bien mélangée. Une advection d'air froid dans la nuit de M13 à M14 engendre une couche de surface instable qui explique l'effondrement de la CLA et la production de flottabilité, provoquant ainsi la persistance des rouleaux longitudinaux (Atkinson et Zhang, 1996).

La détermination de seuils (force du vent et/ou cisaillement vertical du vent horizontal) marquant la transition entre les différents régimes de convection est selon moi un point clé à mieux

appréhender pour l'élaboration de paramétrisations fiables des échanges turbulents dans la CLA. En effet, en absence de cisaillement marqué ou de vent soutenu, le mécanisme de transport turbulent est fortement isotrope et vertical. Dans le cas de rouleaux longitudinaux, statiques ou dérivants, le mécanisme de transport turbulent ainsi que le forçage à la surface, sont affectés par l'orientation privilégié imposé par la direction du vent géostrophique. D'autres paramètres peuvent servir à discriminer une organisation isotrope en cellule d'une organisation anisotrope en rouleaux longitudinaux. Ainsi, les valeurs de $z_i/L_{MO} \simeq -2$ à -6 en M13 et M14, doivent être comparées aux précédentes études expérimentales et numériques. Deardorff (1972) et Grossman (1982) et Weckwerth et al. (1997) ont relié les différents types de structures convectives à méso-échelle à z_i/L_{MO} . Ils ont montré que pour $z_i/L_{MO} \geq -5$, l'organisation de la convection apparaît sous forme de rouleaux longitudinaux. D'après Liou et Lilly (1997), $z_i/L_{MO} \leq -4.5$ définit une limite pour le régime de convection forcée. Cependant, certaines mesures de z_i/L_{MO} lors de campagnes d'observation ont montré une organisation en rouleaux pour des valeurs de $z_i/L_{MO} \simeq -6$ à -15 (Atkinson et Zhang, 1996). La dispersion de ces valeurs encouragent une approche multi-paramètres pour affiner la discrimination entre les différents types d'organisations, nécessaire à une meilleure prise en compte des spécificités d'isotropie ou d'anisotropie dans les paramétrisations de CLA, de façon semblable à l'approche utilisée dans la paramétrisation de l'anisotropie de la turbulence près de la surface discutée dans le chapitre précédent.

Un autre aspect fondamental dans la caractérisation de ces structures organisées est le rapport entre les flux de masse ascendant et subsidant dans les structures organisées et le rapport d'aspect z_i/λ_O de ces structures, qui sont des paramètres clés des paramétrisation en flux de masse représentant de façon macroscopique le transport vertical induit par les structures organisées (e.g. Hourdin et al., 2002). Les valeurs que j'ai obtenues pour le rapport d'aspect $z_i/\lambda_O \simeq 2$ à 6 , et de la longueur d'onde $\lambda_O \simeq 1.2$ à 1.6 km sont dans les intervalles de 2 à 20 , et de 1 à 10 km, précédemment observées ou modélisées (Miura, 1986; Hartmann et al., 1997; Weckwerth et al., 1997). Des études ont montré par ailleurs qu'il pouvait exister des relations simples entre la longueur d'onde λ_O , le rapport d'aspect λ_O/z_i , la hauteur de la couche d'inversion z_i et le paramètre de stabilité z_i/L_{MO} (Kuettner, 1971; Miura, 1986; Hartmann et al., 1997; Weckwerth et al., 1997). La première relation simple entre λ_O et z_i est proposée par Kuettner (1971):

$$\lambda_O = 2\sqrt{2}z_i \quad (2.1)$$

Selon Miura (1986), la longueur d'onde des rouleaux est proportionnelle à $z_i^{5/3}$ pour $\lambda_O \leq 20$ km et à $z_i^{5/2}$ pour $\lambda_O \geq 20$ km. Hartmann et al. (1997) précise cette relation :

$$\lambda_O = 6z_i^{1.6} \quad (2.2)$$

Enfin, Weckwerth et al. (1997) relie λ_O avec z_i , ainsi que le rapport d'aspect λ_O/z_i avec le paramètre de stabilité z_i/L :

$$\lambda_O \simeq (z_i - 0.4) \times 5,7 \quad (2.3)$$

$$\lambda_O/z_i \simeq -0.42z_i/L + 1.8 \quad (2.4)$$

La figure 2.2 montre les différentes paramétrisations de λ_O en fonction de z_i . On constate que les valeurs que j'ai obtenues, identifiées par des étoiles, sont du même ordre de grandeur que celles proposées par les 3 auteurs (Kuettner 1971; Hartmann et al., 1997; Weckwerth et al., 1997), cependant que la paramétrisation proposée par Kuettner (1971) constitue la meilleure approximation pour les données obtenues pendant ECLAP. L'équation empirique reliant λ_O/z_i et z_i/L

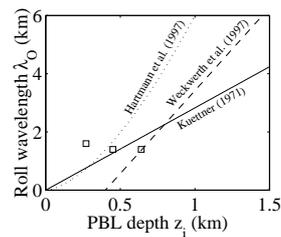


FIG. 2.2 – Représentation des équations empiriques reliant λ_O et z_i obtenues par Kuettner (1971) en ligne continue, par Weckwerth et al. (1997) en tiretés et par Hartmann et al. (1997) en pointillés. Les carrés représentent nos valeurs obtenues pendant ECLAP. D’après Drobinski et al. (1998).

ne traduit absolument pas le comportement de la structure organisée de la CLA observé pendant ECLAP. La diversité de ces paramétrisations montre cependant qu’un travail de recherche important reste à accomplir pour comprendre l’origine de ces différences.

Ces résultats ont fait l’objet d’une étude publiée à *Boundary-Layer Meteorology* (Drobinski et al. 1998³).

2.2 Paramétrisation des structures organisées

2.2.1 Validation du modèle paramétrique UWPBL

Principaux collaborateurs: R.A. Brown, P.H. Flamant, J. Pelon, P.H. Flamant, J. Pelon

Le schéma de CLA de l’Université de Washington (ci après noté UWPBL) développé par Brown et Liu (1982) utilisé en diagnostic forcé par les observations d’ECLAP s’est montré fiable à reproduire les flux turbulents de surface et la vitesse latérale de dérive des structures organisées. Le schéma UWPBL est basé sur la solution pour l’écoulement d’un modèle de similarité à deux couches (couche logarithmique de surface et couche limite d’Ekman modifiée) (Brown, 1974). Les relations de similitudes sont obtenues en associant la solution de la couche ”interne” logarithmique avec la solution pour la couche ”externe” d’Ekman modifiée. La solution correspondant à l’association des deux couches incorpore les effets du vent thermique, de la stratification dans chacune des couches et une rugosité de surface variable. Une caractéristique unique de la solution pour la couche ”externe” d’Ekman modifiée est l’inclusion des effets des structures organisées de la CLA. Une solution analytique pour ces structures organisées, dépendant de la stratification a été obtenue par Brown (1970; 1972) à partir d’une analyse en perturbations finies des équations pour la couche d’Ekman. La solution dans chaque couche est compatible avec une fermeture d’ordre 1 (paramétrisation par une viscosité turbulente uniforme), néanmoins le schéma UWPBL n’est pas semblable aux schémas standards utilisant une équation de fermeture d’ordre 1 du fait de la prise en compte des structures organisées dans la CLA. Le schéma UWPBL décrit par Brown et

3. Drobinski P., Brown R.A., Flamant P.H., Pelon J., 1998: Evidence of Organised Large Eddies by Ground-Based Doppler Lidar, Sonic Anemometer and Sodar. *Boundary-Layer Meteorol.*, **88**, 343-361

Liu (1982) est diagnostic et les entrées du schéma sont obtenus soit par des modèles numériques, soit des observations. De ces entrées sont calculés les vents et flux turbulents de surface. Par la nature modulaire et analytique du schéma UWPBL, il est simple d’omettre ou de modifier une partie du modèle (e.g. un autre modèle de surface peut être incorporé, des solutions peuvent être obtenues en situations neutre ou stratifiés, barocline ou barotrope, en présence ou non de structures organisées).

Le tableau 2.1 compare les sorties du modèle aux résultats expérimentaux obtenues pendant ECLAP. La concordance est très bonne. La vitesse de dérive latérale correspond au point d’inflexion du profil vertical de la vitesse transverse (Brown, 1970). Les flux sont bien restitués par le modèle (du même ordre de grandeur que la précision de la mesure) malgré un certain désaccord entre les résultats du modèle numérique et les observations à la transition en fin de journée entre le régime instable et stable, montrant la difficulté du modèle à reproduire les situations transitoires. Un point positif est la capacité du schéma UWPBL à restituer les flux de surface dans les deux cas convectifs étudiés, convectif cisailé et non cisailé, ainsi que le nuit en stratification stable.

Date	Heure (TU)	u_* (m s ⁻¹)		θ_* (K)		$\rho C_p \overline{w'\theta'_v}$ (W m ⁻²)		v_D (cm s ⁻¹)	
		Données	UWPBL	Données	UWPBL	Données	UWPBL	Données	UWPBL
M13	1125	0.68	0.72	-0.19	-0.20	162	183	\simeq 30	22
	1732	0.41	0.44	0.01	-0.05	-5	30	\simeq 30	18
	2318	0.17	0.21	0.08	0.07	-17	-17	—	0
M14	0635	0.15	0.16	0.02	0.05	-4	-10	—	0
	1145	0.48	0.36	-0.23	-0.27	138	125	\simeq 0	0.05

TAB. 2.1 – Comparaison entre les observations et les sorties du schéma UWPBL. D’après Drobinski et al. (1998).

2.2.2 Apport d’un schéma en flux de masse

Principaux collaborateurs : A. Mathieu, M. Haeffelin, J.M. Piriou, F. Hourdin, F. Bouyssel, F. Vinit

Par rapport aux études de cas, telles qu’illustrées dans la section précédente, les observatoires de l’atmosphère tels que le SIRTa offrent la possibilité de décrire la CLA en continu et sur de longues périodes de temps (plusieurs années) par tout type de conditions météorologiques et avec une concentration de moyens de mesure complémentaires permettent une documentation exhaustive de toutes les variables caractérisant la CLA. Le travail conduit par Anne Mathieu au SA/IPSL et auquel je contribue fortement est l’évaluation du rôle des structures convectives à méso-échelle dans le transport vertical d’énergie et de matière et de leur représentation dans les modèles à méso-échelle ou de circulation générale. La méthode utilisée en mode diagnostic un schéma de CLA dit en ”flux de masse” qui repose sur une représentation conceptuelle des structures à méso-échelle où la masse est transportée vers le haut dans une fraction du domaine occupée par les ascendances et détraînée vers le bas dans une fraction du domaine occupée par les

subsidiences. Le schéma de CLA en "flux de masse" est forcé par les sorties de modèles numériques ou d'observations de façon similaire à l'étude de cas présentée ci-dessus (Mathieu et al., 2004). L'évaluation des diagnostics avec les mesures correspondantes permet une l'évaluation de la contribution des structures organisées dans le transport vertical et d'autre part l'évaluation des schémas de CLA des modèles numériques en isolant la contribution des structures à méso-échelle. Dans le cadre d'une coopération avec le CNRM, nous avons évalué la représentation des nuages de CLA dans le modèle ARPEGE de Météo-France. Les comparaisons portent essentiellement sur l'occurrence des nuages de CLA se développant au sommet des ascendances des structures organisées, ainsi que de l'altitude de leur base. L'originalité de l'approche est la comparaison *horaire* de l'occurrence et de la base des nuages observées sur une grande période de temps sur le SIRTA avec les sorties des modèles. Les résultats ont montré qu'ARPEGE sous-estime systématiquement l'altitude de la base des nuages de CLA. La hauteur de la base des nuages de CLA diagnostiqué par un schéma en flux de masse forcé par les sorties des modèles montre une diminution du biais. Néanmoins, la dispersion reste importante. Lorsque l'on remplace la température et l'humidité de surface issues des modèles par celles mesurées sur le SIRTA, non seulement le biais disparaît mais la distribution de la différence entre base de nuage diagnostiquée et base de nuage observée devient très étroite autour de 0. Cette étude montre d'une part la contribution non négligeable des structures de méso-échelle dans le transport de l'humidité à son point de condensation mais aussi la nécessité d'une bonne simulation des champs de surface. Cette étude a fait l'objet d'une publication soumise à *Geophysical Research Letter* (Mathieu et al., en révision⁴).

L'étude future à conduire est la comparaison entre le schéma en flux de masse et le schéma diffusif UWPBL de l'Université de Washington.

4. Mathieu A., Piriou J.-M., Haeffelin M., Drobinski P., Vinit F.: Identification of Error Sources in Planetary Boundary Layer Cloud Forecast using SIRTA Observations. *Geophys. Res. Let.*, en révision

Troisième partie

Systemes dynamiques à méso-échelle

Chapitre 1

Écoulements orographiques

La perturbation de l'écoulement atmosphérique de grande échelle par un relief a fait l'objet de nombreuses études aussi bien théoriques, que numériques et expérimentales. Ces études ont permis de mieux comprendre les processus de contournement et de franchissement des massifs, les mécanismes d'échanges entre les différents niveaux verticaux de l'atmosphère, la génération de turbulence en altitude par déferlement des ondes de relief, l'impact des grands massifs sur la circulation générale (e.g. Smith, 1989; Durran, 1990; Bougeault et al., 1997). Jusqu'à présent, les processus de plus petites échelles comme la turbulence, la circulation atmosphérique dans le réseau complexe de vallées et cols, les interactions entre écoulement troposphérique et couche limite, les aspects instationnaires et tridimensionnels de ces écoulements ont fait l'objet de peu d'attention faute de moyens d'observations et de modélisation adaptés. C'est le manque de connaissance de ces mécanismes qui a motivé certaines des études que j'ai conduites sur la dynamique des écoulements atmosphériques dans les vallées et dans leur sillage principalement dans le cadre des programmes PYREX (1990), MAP (1999) et ESCOMPTE (2001). L'ensemble de ces travaux ont donné lieu à la publication ou soumission de 15 articles (dont 8 en premier auteur).

1.1 Écoulements dans les vallées

1.1.1 Écoulements dans une vallée

Théorie monodimensionnelle en "eau peu profonde"

Principaux collaborateurs: J. Dusek, C. Flamant

La théorie hydraulique constitue un modèle simplificateur séduisant pour caractériser les écoulements atmosphériques subissant l'effet combiné d'une variation de topographie et du confinement latéral (vallée, col) et pour diagnostiquer le déclenchement de vents violents, associés à l'accélération

de l'écoulement canalisé ("gap flow"), ou de zones de forte turbulence, associé à la décélération brutale de l'écoulement canalisé (ressaut hydraulique). Les différents régimes de l'écoulement influence le transport d'énergie et de matière (chaleur, humidité, aérosols, constituants chimiques,...) à l'échelle des vallées. Les études que j'ai conduites en coopération avec Jan Dusek de l'Institut de Mécanique des Fluides de Strasbourg, ont permis de dériver un critère permettant d'accéder aux conditions aux limites conduisant au déclenchement d'un ressaut hydraulique ou d'un "gap flow" en présence d'un obstacle et/ou d'une constriction (cas d'une vallée, voir figure 1.1), en utilisant la nature hyperbolique des équations caractérisant la surface libre d'un fluide parfait, de façon similaire au cas d'une onde de choc dans un fluide parfait compressible. Des conditions mathématiquement correctes permettant d'inférer l'existence d'une transition de l'écoulement entre régimes subcritique et supercritique et inversement peuvent être exprimées en terme d'invariants de Riemann. Cette méthode simple permet d'interpoler et d'estimer l'énergie dissipée dans le ressaut hydraulique, ainsi que la hauteur de la surface libre sur le domaine considéré. Cette étude a fait l'objet d'une publication à *Boundary-Layer Meteorology* (Drobinski et al., 2001a¹).

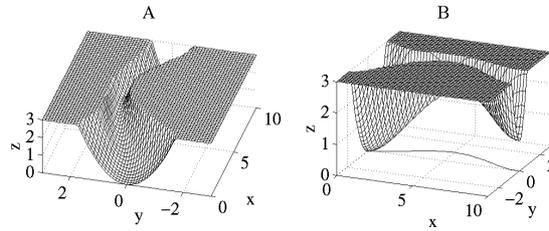


FIG. 1.1 – Géométrie de la configuration. D'après Drobinski et al. (2001a).

Équations de base Un écoulement de fluide parfait à surface libre (d'épaisseur h et de section effective S comprise entre les parois solides de la vallée et h) en 3D est décrit par les équations de conservation de la quantité de mouvement (en négligeant les composantes de la vitesse transverse à la vallée V et verticale W par rapport à la composante de la vitesse dans l'axe de la vallée U et en ne considérant que des variations le long de l'axe de la vallée):

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U(x) \frac{\partial U}{\partial x} + g' \frac{\partial h}{\partial x} = -g' \frac{de}{dx} \quad (1.1)$$

La conservation du volume du fluide compris entre deux sections proches se traduit par l'équation:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + U(x) \frac{\partial S}{\partial x} + S(x) \frac{\partial U}{\partial x} = 0. \quad (1.2)$$

Dans l'équation (1.1) on exprime $h = \Gamma(S, x)$:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U(x) \frac{\partial U}{\partial x} + g' \frac{\partial \Gamma}{\partial S} \frac{\partial S}{\partial x} = -g' \left(\frac{de}{dx} + \frac{\partial \Gamma}{\partial x} \right). \quad (1.3)$$

ce qui fournit un système d'équations hyperboliques pour les variables primitives U et S . Les équations (1.2, 1.3) peuvent être remplacées, d'un manière équivalente, par des équations pour un couple arbitraire de fonctions $\varphi(U, S, x), \psi(U, S, x)$ indépendantes. En effet, en désignant par

1. Drobinski P., Dusek J., Flamant C., 2001 : Diagnostics of Hydraulic Jump and Gap Flow in Stratified Flows over Topography. *Boundary-Layer Meteorol.*, **98**, 475-495

J la matrice jacobienne de la transformation ainsi définie et par M la matrice liant les dérivées par rapport à x dans (1.2, 1.3):

$$J = \begin{bmatrix} \frac{\partial \varphi}{\partial U} & \frac{\partial \varphi}{\partial S} \\ \frac{\partial \psi}{\partial U} & \frac{\partial \psi}{\partial S} \end{bmatrix} \neq 0, \quad M = \begin{bmatrix} U & g' \frac{\partial \Gamma}{\partial S} \\ S & U \end{bmatrix}. \quad (1.4)$$

On peut donc écrire un système équivalent sous forme matricielle:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \varphi \\ \psi \end{bmatrix} + J M J^{-1} \frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} \varphi \\ \psi \end{bmatrix} = J \begin{bmatrix} -g' \left(\frac{de}{dx} + \frac{\partial \Gamma}{\partial x} \right) \\ 0 \end{bmatrix} + J M J^{-1} \begin{bmatrix} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ \frac{\partial \psi}{\partial x} \end{bmatrix}. \quad (1.5)$$

On a considéré deux couples de variables: 1) le débit $D = US$ et l'énergie (par unité de masse) $E = 1/2U^2 + g'(h + e)$ qui satisfont le système:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + U(x) \frac{\partial E}{\partial x} + g' \frac{\partial \Gamma}{\partial S} \frac{\partial D}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial D}{\partial t} + U(x) \frac{\partial D}{\partial x} + S(x) \frac{\partial E}{\partial x} = 0 \quad (1.6)$$

dont la matrice est toujours M mais dont les seconds membres sont nuls; 2) les invariants de Riemann $\alpha_{\pm} = 1/2U \pm \sqrt{g'}A(S,x)$ définis par la diagonalisation de la matrice M où la fonction $A(S,x)$ est la primitive

$$A(S,x) = \frac{1}{2} \int_0^S \sqrt{\frac{\partial \Gamma}{\partial S}} dS. \quad (1.7)$$

Les invariants de Riemann permettent de découpler les équations:

$$\frac{\partial \alpha_{\pm}}{\partial t} + \left[U(x) \pm \sqrt{g'S \frac{\partial \Gamma}{\partial S}} \right] \frac{\partial \alpha_{\pm}}{\partial x} = -\frac{1}{2}g' \left(\frac{de}{dx} + \frac{\partial \Gamma}{\partial x} \right) + \left(\sqrt{g'S \frac{\partial \Gamma}{\partial S}} \pm U \right) \sqrt{g'} \frac{\partial A}{\partial x}, \quad (1.8)$$

les variables primitives étant exprimés par:

$$U = \alpha_+ + \alpha_-; \quad S = A^{-1} \left(\frac{1}{2\sqrt{g'}}(\alpha_+ - \alpha_-), x \right), \quad (1.9)$$

où A^{-1} est la fonction inverse de la fonction A , $A \geq 0$ impliquant $\alpha_+ \geq |\alpha_-|$.

Conditions aux limites et problème stationnaire Le système (1.8) permet de déterminer les conditions aux limites nécessaires pour obtenir un problème bien posé. Soit x_b le point où la condition aux limites doit être imposée. Définissons le nombre de Froude généralisé:

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{g'S \frac{\partial \Gamma}{\partial S}}}. \quad (1.10)$$

On distingue deux cas:

- a) $Fr(x_b) < 1$. En ce cas le coefficient devant la dérivée par rapport à x est positif pour α_+ et négatif pour α_- . En linéarisant les équations (1.8) au voisinage du point x_b par rapport à une petite perturbation des solutions $\alpha_{0,\pm}$ du problème stationnaire:

$$\left[U(x) \pm \sqrt{g'S \frac{\partial \Gamma}{\partial S}} \right] \frac{\partial \alpha_{0,\pm}}{\partial x} = -\frac{1}{2}g' \left(\frac{de}{dx} + \frac{\partial \Gamma}{\partial x} \right) + \left(\sqrt{g'S \frac{\partial \Gamma}{\partial S}} \pm U \right) \sqrt{g'} \frac{\partial A}{\partial x},$$

en posant $\alpha_{\pm} = \alpha_{0,\pm} + \alpha'_{\pm}$, on constate que, au point x_b , la perturbation α'_+ se propage en direction de x croissant avec la vitesse de phase $U(x_b)(1 + Fr(x_b)^{-1})$ alors que α'_- se propage en sens inverse avec la vitesse $U(x_b)(1 - Fr(x_b)^{-1})$. Pour α_+ , la condition limite doit alors être imposée au point $x = 0$ alors que pour α_- au point x_s . Tant que le nombre de Froude reste inférieur à 1 les perturbations peuvent remonter le courant et l'écoulement est le résultat de l'interaction des conditions à l'amont et à l'aval.

- b) $Fr(x_b) > 1$. Les perturbations ne peuvent plus remonter le courant. Les deux invariants de Riemann α_{\pm} doivent être imposés si x_b est situé à l'amont et aucune condition aux limites n'est à imposer si x_b se trouve à la sortie.

Les invariants de Riemann permettent de définir correctement les conditions aux limites, par contre, c'est le système homogène exprimé en termes de D et E (1.6) qui convient bien pour rechercher les solutions stationnaires. Tenant compte de l'inversibilité de la matrice M la stationnarité implique:

$$E(x) = \text{const.}; \quad D(x) = \text{const.} \quad (1.11)$$

Si $Fr > 1$ en $x = 0$ les constantes E et D sont alors déterminées par les conditions à l'entrée. Si $Fr < 1$ à l'entrée et à la sortie on impose $\alpha_+(0) = \alpha_{+,i}$, $\alpha_-(x_s) = \alpha_{-,o}$. Supposons que l'écoulement soit subcritique partout de sorte qu'on puisse passer d'une manière continue de l'entrée à la sortie du domaine en gardant la même valeur de E . Les valeurs de E et D résultent alors de l'élimination des valeurs indéterminées $\alpha_-(0)$, $\alpha_+(x_s)$ des invariants de Riemann à l'entrée et à la sortie dans les équations:

$$\begin{aligned} E(\alpha_{+,i}, \alpha_-(0)) &= E(\alpha_+(x_s), \alpha_{-,o}) \\ D(\alpha_{+,i}, \alpha_-(0)) &= D(\alpha_+(x_s), \alpha_{-,o}). \end{aligned} \quad (1.12)$$

La connaissance des valeurs constantes de E et D permet de retrouver U et S par une simple transformation de variables.

Solution des équations de conservation On a vu que E et D sont des invariants admettant des valeurs constantes. Connaissant E et D en chaque point x , on obtient aisément S et U en chaque section de l'écoulement, en éliminant U dans E et D , on obtient:

$$E = \frac{1}{2} \frac{D^2}{S^2} + g'(\Gamma(S, x) + e). \quad (1.13)$$

Cette équation considérée comme équation pour S , a deux solutions, une solution double, ou aucune solution positive, en fonction des valeurs E et D . Le cas limite correspondant à la solution double est déterminé par le minimum caractérisé par:

$$\frac{\partial E}{\partial S} = -\frac{D^2}{S^3} + g' \frac{\partial \Gamma}{\partial S} = 0.$$

Si on désigne par (S_0, E_0) les coordonnées du minimum, alors pour $E < E_0$ il n'existe pas de solutions physiques ($S > 0$) et pour $E > E_0$ il existe deux branches de solutions: branche super-critique $S < S_0$ et branche sub-critique $S > S_0$. L'ensemble des points critiques définit dans le plan (D, E) une courbe ayant pour équations paramétriques:

$$D_0 = \left(g' \frac{\partial \Gamma}{\partial S} S^3 \right)^{\frac{1}{2}}; \quad E_0 = g' \left[\frac{1}{2} \frac{\partial \Gamma}{\partial S} S + \Gamma + e \right] \quad (1.14)$$

La courbe (D_0, E_0) est toujours une fonction croissante. Sachant que les valeurs de E situées sur la courbe correspondent aux valeurs minimales pour lesquelles il existe, pour un débit D fixe, des solutions on conclut que les points (D, E) pour lesquels on peut inverser les relations $D = US$ et $E = 1/2U^2 + g'(h + e)$, se situent au dessus de la courbe (D_0, E_0) . En procédant ainsi en chaque point x on définit la fonction $E_0 = E_0(D, x)$. Pour un débit donné la valeur minimale possible de l'énergie E correspond au maximum:

$$E_{min} = \max_x \{E_0(D, x)\}. \quad (1.15)$$

Ce critère permet de trouver (pour un débit donné) la position du point $x_0(D)$ tel que $E_0(D, x_0) = \max\{E_0(D, x)\}$. Le point x_0 est solution de l'équation $\frac{\partial E_0}{\partial x} \Big|_D = 0$. Considérons un écoulement caractérisé par les valeurs du débit et de l'énergie D et E . On distingue alors trois cas:

- a) $E > E_{min}(D)$: En tous point x il existe un écoulement sub-critique et un écoulement super-critique. Les deux branches de solution ne se rencontrent jamais, si bien que, si à l'entrée du domaine le régime est sub-critique, il le reste partout (figure 1.2).

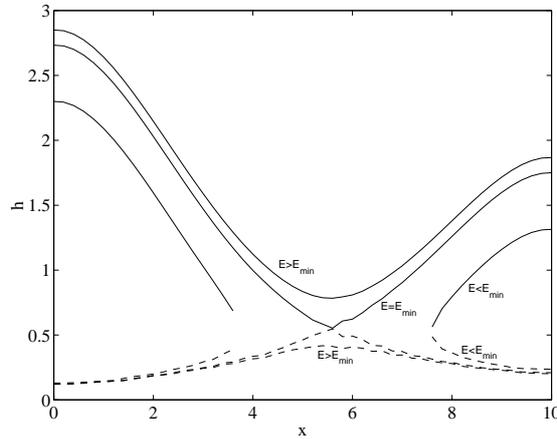


FIG. 1.2 – Branches de solution sub-critique (ligne pleine) et super-critique (pointillé) pour $E > E_{min}(D)$, $E = E_{min}(D)$ et $E < E_{min}(D)$ représentant la profondeur h du fluide en fonction de x . D'après Drobinski et al. (2001a).

- b) $E < E_{min}(D)$: Dans un sous-intervalle du domaine des x il n'existe aucune solution physique.
- c) $E = E_{min}(D)$: L'écoulement sub-critique à l'entrée atteint le régime critique au point x_0 . Le comportement des deux branches de solution correspondant à ce cas visible sur la figure 1.2 montre que si on respecte la continuité de la dérivée de S en x_0 on passe de la branche sub-critique à la branche super-critique à l'aval du sommet de l'obstacle. La solution continue ayant la dérivée continue est alors sub-critique en amont du point x_0 et super-critique en aval.

Comportement global de l'écoulement avec les conditions d'entrée et sortie sub-critiques On a vu qu'une sortie en régime supercritique ne présentait aucune difficulté, l'écoulement étant déterminé entièrement par l'écoulement à l'amont. Deux cas sont possibles. Soit le régime à l'entrée est supercritique et ce sont les conditions aux limites à l'entrée qui déterminent l'écoulement, soit il est sub-critique et l'écoulement devient supercritique dans un 'col' et, en

ce cas, c'est la condition d'entrée et l'effet du col qui déterminent l'écoulement. Pour un régime sub-critique à l'entrée et à la sortie, l'analyse des conditions aux limites définissant un problème bien posé effectuée plus haut nous permet d'affirmer qu'il est correct d'imposer, en même temps:

$$\alpha_+(0) = \alpha_{+,i}; \quad \alpha_-(x_s) = \alpha_{-,o}. \quad (1.16)$$

En portant dans les équations (1.12) on obtient certaines valeurs de $E = E(\alpha_{+,i}, \alpha_{-,o})$ et $D = D(\alpha_{+,i}, \alpha_{-,o})$ qui permettent de déduire l'état de l'écoulement dans l'ensemble du domaine. Deux cas sont possibles:

a) $E(\alpha_{+,i}, \alpha_{-,o}) > E_{min}[D(\alpha_{+,i}, \alpha_{-,o})]$. L'énergie E fixée par les conditions aux limites est supérieure à la valeur $E_{min}(D)$ donnée par (1.15). Le régime est subcritique partout et la solution ressemble à la solution sub-critique $E > E_{min}$ représentée sur la figure 1.2.

b) $E(\alpha_{+,i}, \alpha_{-,o}) < E_{min}[D(\alpha_{+,i}, \alpha_{-,o})]$. Alors que, par hypothèse, les régimes à la sortie et à l'entrée sont sub-critiques il est impossible de les relier par une solution sub-critique continue. L'écoulement atteint le régime critique en un point x_0 correspondant aux maximum (1.15). L'énergie E et le débit D deviennent liés par la relation $E = E_{min}(D)$. Le débit de l'écoulement cesse ainsi d'être donné par la valeur $D = D(\alpha_{+,i}, \alpha_{-,o})$ liée aux conditions aux limites et 'sature' à la valeur D déterminée uniquement par la condition à l'entrée:

$$\alpha_+(D, E_{min}(D))|_{x=0} = \alpha_{+,i} \quad (1.17)$$

A partir du point x_0 l'écoulement devient supercritique, caractérisée par les valeurs du débit et de l'énergie, respectivement, D et $E = E_{min}(D)$. Une fois sur la branche supercritique, la solution ne peut plus passer sur la branche sub-critique en respectant à la fois la conservation de l'énergie $E = const.$ et du débit $D = const.$ (figure 1.2). On conclut alors qu'entre le point x_0 et la sortie l'énergie ne se conserve pas (contrairement au débit donné par l'écoulement en amont). L'énergie au voisinage de la sortie E_o est alors déterminée par la condition de sortie:

$$\alpha_-(D, E_o) = \alpha_{-,o}. \quad (1.18)$$

La façon dont les conditions aux limites déterminent les invariants E et D apparaît sur la figure 1.3. Dans le domaine sub-critique (au dessus de la courbe E_{min} en trait épais) les valeurs de D et E s'obtiennent comme l'intersection des iso-valeurs $\alpha_+(E, D)|_{x=0} = \alpha_{+,i}$ et $\alpha_-(E, D)|_{x=x_s} = \alpha_{-,o}$. Par exemple, on constate que le régime déterminé par les conditions aux limites $\alpha_{+,i} = 2.15$ et $\alpha_{-,o} = -1.75$ est sub-critique représenté par le point marqué par '*' correspondant à $D \approx 0.03$ et $E \approx 2.87$. L'allure d'une solution entièrement sub-critique de ce type est représentée par la ligne continue $E > E_{min}$ de la figure 1.2. Considérons la même conditions d'entrée $\alpha_{+,i} = 2.15$ et augmentons la valeur de sortie $\alpha_{-,o}$. Nous constatons que déjà pour $\alpha_{-,o} = -1.7$ les deux courbes de niveaux ne se coupent pas dans le domaine subcritique. Le débit D est alors déterminé par l'intersection de la courbe $\alpha_{+,i} = 2.15$ et de la courbe critique $E = E_{min}(D)$ (le point 'o'). Le débit est ensuite indépendant de la condition de sortie et égal à $D \approx 0.14$. Quant à l'énergie, elle prend la valeur critique $E = E_{min}$ déterminée par la même intersection $E \approx 2.85$. Pour $\alpha_{-,o} = -1.2$, la valeur de la condition de sortie détermine une valeur $E_o \approx 2.01$ obtenu par l'intersection de la droite $D = 0.14$ (ligne verticale en tirets de la figure 1.3) et de la courbe de niveau $\alpha_{-,o}(D, E) = 1.2$ (point 'o' inférieur). Comme le montre la figure 1.2, la solution subcritique donné par les valeurs de D et E_o ainsi obtenues n'existe que dans un intervalle $[x_r, x_s]$ près de la sortie. La solution suit d'abord la branche sub-critique de la solution critique $E = E_{min}$ et, à partir du point critique x_0 où le nombre de Froude franchit la valeur 1, elle passe

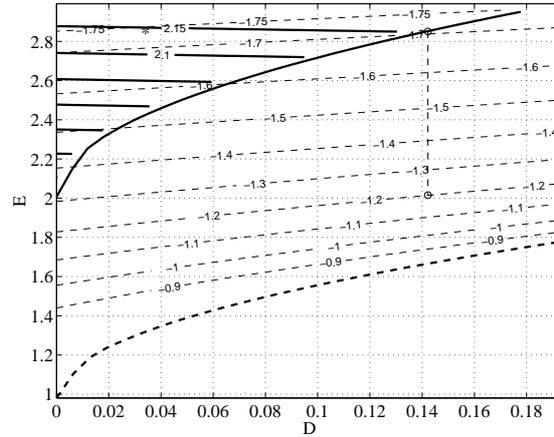


FIG. 1.3 – Invariants de Riemann $\alpha_{+,i}$ (trait épais) et $\alpha_{-,o}$ (tiretés) en fonction du débit D et de l'énergie E . La courbe E_{min} représente la courbe critique en trait épais (l'écoulement sub-critique n'existe que pour $E > E_{min}$). La courbe $E_{min,out}$ délimite le domaine de l'existence du régime sub-critique à la sortie. D'après Drobinski et al. (2001a).

sur la branche supercritique. A partir du point x_r les deux solutions $E = E_{min}$ et $E = E_o < E_{min}$ coexistent. Un mécanisme de dissipation de l'énergie qui n'est pas pris en compte dans la théorie de fluide parfait permet de dissiper la différence de l'énergie $E - E_o \approx 0.83$ (représentée par la longueur du segment vertical rejoignant les points 'o' sur la figure 1.3) et permet à la solution de passer sur la branche subcritique imposée par la condition de sortie. On peut dire que le ressaut intervient à partir du point x_r dont la position est celle du point où la branche sub-critique de la solution $E = E_o$ apparaît. Les exemples d'un écoulement en régime sub-critique et d'un écoulement présentant un ressaut hydraulique sont représentés sur la figure 1.4.

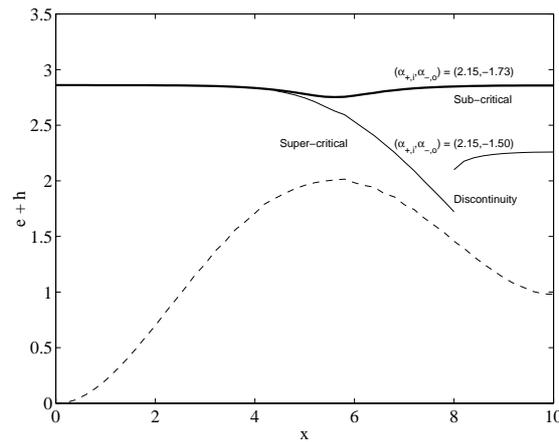


FIG. 1.4 – Solution subcritique obtenue pour les conditions aux limites ($g = 1$): $\alpha_{+,i} = 2.15, \alpha_{-,o} = -1.71$ et solution présentant un ressaut pour $\alpha_{+,i} = 2.15, \alpha_{-,o} = -1.5$. D'après Drobinski et al. (2001a).

Application à l'étude de la Tramontane et du föhn

Principaux collaborateurs : R.M. Banta, L. Darby, J. Dusek, C. Flamant, P.H. Flamant, R.M. Hardesty, L. Nance, J. Pelon, E. Richard

Cas de la Tramontane dans la vallée de l'Aude La Tramontane et le Mistral sont des vents de nord/nord-ouest soufflant dans les vallées de l'Aude et du Rhône, respectivement (figure 1.5). Le déclenchement du Mistral et de la Tramontane est lié au creusement d'une dépression dans le Golfe de Gênes ou sur le Nord de l'Italie. Cette cyclogénèse est souvent déclenchée par l'arrivée par le Nord-Ouest d'un front froid actif. La Tramontane souffle alors et contourne les Pyrénées par l'est dans la vallée de l'Aude en prenant une direction nord-ouest tandis que le Mistral souffle dans la vallée du Rhône vers la Méditerranée. Dans la vallée du Rhône, la direction dominante du Mistral est nord tandis qu'il s'oriente au nord-ouest/ouest à l'embouchure de la vallée du Rhône et au dessus de la Méditerranée. La Tramontane et le Mistral peuvent s'étendre en mer sur plusieurs centaines de kilomètres et peuvent fortement accélérer au dessus de la mer du fait d'une plus faible rugosité (Jansá, 1987).

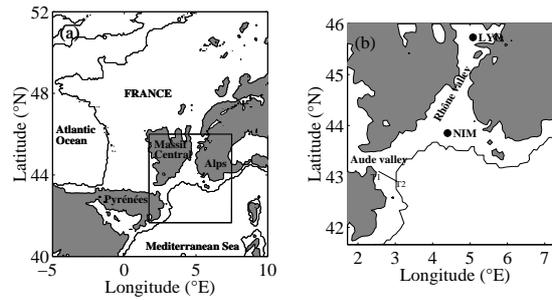


FIG. 1.5 – Topographie de la France (a) et zoom la région du Golfe du Lyon (b). Les acronymes NIM et LYO signifient Nîmes et Lyon. Le segment T1-T2 correspond au leg de l'ARAT embarquant le lidar LEANDRE-1 pour l'étude de la Tramontane durant PYREX.

Cette accélération généralement observée quand la Tramontane et le Mistral débouchent sur la Méditerranée peut être préalablement accompagnée d'une brutale décélération associée à l'occurrence d'un ressaut hydraulique pouvant présenter un danger pour la navigation aérienne et affecter le transport et la dilution de polluants dans ces régions. Si pour le Mistral, le mécanisme de ressaut hydraulique a été largement étudié à l'aide de la théorie monodimensionnelle par Pettré (1982) et plus récemment par Corsmeier et al. (2005) (voir section 1.2), la Tramontane a toujours été considérée comme un écoulement continuellement supercritique (Koffi et al., 1993). Lors de l'expérience PYREX, une transition de type ressaut hydraulique a été observée le long du leg T1-T2 (figure 1.5b) par le lidar rétrodiffusion aéroporté LEANDRE-1 au sommet de la CLA pendant un cas de Tramontane (figure 1.6). Le sommet de la CLA peut être identifié comme la région de maximum de gradient de réflectivité (transition entre l'orangé et le bleu dans le code de couleurs). L'évolution de l'épaisseur de la CLA par rapport à la topographie ainsi qu'à la vitesse du vent dans la CLA, peut être utilisée pour décrire le régime de l'écoulement le long de la vallée de l'Aude du Wipp en dérivant à partir de l'équation (Durran, 1990):

$$\left(1 - \frac{1}{Fr^2}\right) \frac{\partial(e+h)}{\partial x} = \frac{\partial e}{\partial x} \quad (1.19)$$

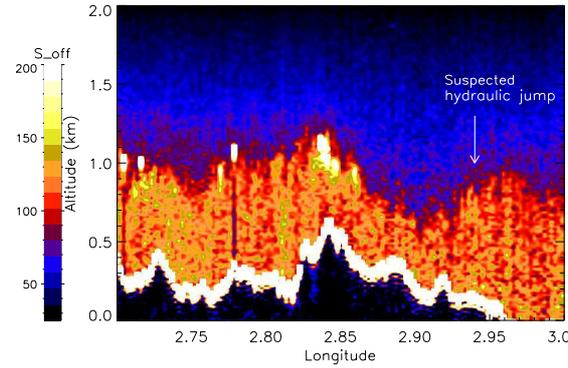


FIG. 1.6 – Réflectivité du lidar LEANDRE-1 le long du leg A0-J2. D’après Drobinski et al. (2001b).

où e est l’élévation du terrain, h is l’épaisseur locale de la CLA, et Fr est le nombre de Froude ”bidimensionnel” local $Fr = U/\sqrt{g'h}$. Quand $Fr > 1$ (régime super-critique), $\partial e/\partial x > 0$ implique que $\partial(e+h)/\partial x > 0$ donc $e+h$ et e sont corrélés positivement. Inversement, quand $Fr < 1$ (régime super-critique), $\partial e/\partial x > 0$ implique que $\partial(e+h)/\partial x < 0$ donc $e+h$ et e sont anti-corrélés. La figure 1.6 nous permet d’identifier deux régions:

- entre 2.7°E et 2.92°E , e et $h+e$ sont corrélés suggérant un régime super-critique ($Fr > 1$).
- au delà de 2.92°E , e et $h+e$ sont anti-corrélés suggérant une transition vers un régime sous-critique ($Fr < 1$) et donc l’occurrence d’un ressaut hydraulique.

J’ai utilisé le modèle analytique dans sa version bidimensionnelle sans prendre en compte le confinement latéral de la vallée de l’Aude (très large) pour interpréter les observations lidar et in-situ et pour étudier la sensibilité du déclenchement du ressaut aux conditions aux limites. Cette étude a fait l’objet d’une publication à *Boundary-Layer Meteorology* (Drobinski et al., 2001b²). L’étude a montré une grande sensibilité de la théorie hydraulique à l’intensité de l’inversion au sommet de la CLA (en effet l’intensité de l’inversion intervient dans le calcul de la gravité réduite). Le modèle hydraulique parvient à reproduire de façon fidèle l’épaisseur de la CLA le long de la vallée de l’Aude, la vitesse du vent, le nombre de Froude ”bidimensionnel” défini par:

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{g'h}}$$

ainsi que la localisation du ressaut hydraulique comme le montre la figure 1.7. Néanmoins, ce résultat est obtenu pour une inversion de la température potentielle au sommet de la CLA représentée par la ligne en tiretés sur la figure 1.8. Si la valeur de l’inversion de la température potentielle au sommet de la CLA dans le modèle est en excellent accord avec les observations (représentées par le trait plein et les barres d’erreur) avant le ressaut, elle surestime les observations d’environ 50 %. Ceci s’explique aisément par le fait que l’énergie est dissipée dans le ressaut ($\Delta E = 45.3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) ce qui se traduit dans la nature par une augmentation de l’intensité turbulente après le ressaut et donc une inversion de la température potentielle au sommet de la CLA plus faible.

2. Drobinski P., Flamant C., Dusek J., Flamant P.H., Pelon J. , 2001 : Observational Evidence and Modeling of an Internal Hydraulic Jump at the Atmospheric Boundary Layer Top During a Tramontane Event. *Boundary-Layer Meteorol.*, **98**, 497-515

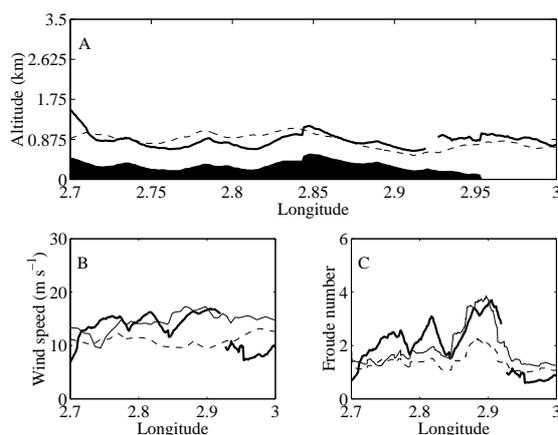


FIG. 1.7 – Épaisseur de la CLA (a), vitesse du vent (b) et nombre de Froude "bidimensionnel" (c) le long du leg T1-T2 déduits des mesures lidar ou mesures in-situ (tiretés et trait plein) et du modèle hydraulique (trait plein épais). D'après Drobinski et al. (2001b).

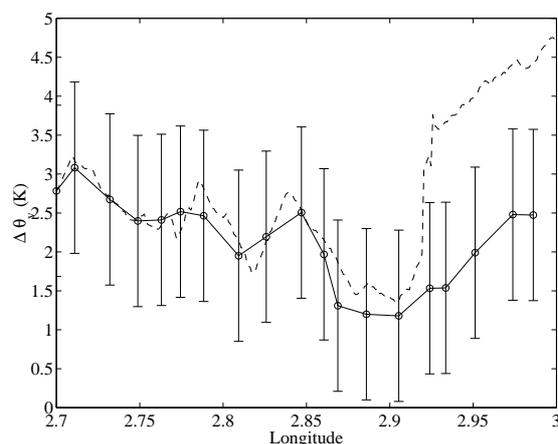


FIG. 1.8 – Inversion de la température potentielle au sommet de la CLA le long du leg T1-T2 déduite des mesures in-situ (trait plein et barres d'erreur) et du modèle hydraulique (tiretés). D'après Drobinski et al. (2001b).

Cas du föhn dans la vallée du Wipp et de l'Inn (Autriche) Le modèle hydraulique, adapté pour l'étude des régimes d'écoulement dans les vallées présentant des variations simultanées de la topographie et du confinement latéral a ensuite été appliqué dans le cas de la vallée du Wipp en sortie du col du Brenner, dans le cadre du programme MAP (figure 1.9, région encadrée à l'est des Alpes). Avec la région de la vallée du Rhin (figure 1.9, région encadrée à l'ouest des Alpes), la vallée du Wipp est une région connue pour la fréquence et violence du föhn. En effet, le col du Brenner est le plus étroite sillonnant le massif alpin et son embouchure dans la vallée du Wipp présente un fort confinement latéral. Cette étude a donc été motivée par le fait que le föhn, vent sec, chaud et violent souffle souvent dans la région pouvant accélérer la fonte des neiges, provoquer des épisodes de pollution photochimique (le föhn est souvent associé à un ciel dégagé de tout nuage) et présenter un danger pour la navigation aérienne (présence de l'aéroport international d'Innsbruck). La capacité de diagnostiquer les caractéristiques fondamentales de l'écoulement à l'aide de modèles simples et peu coûteux est donc un enjeu majeur.

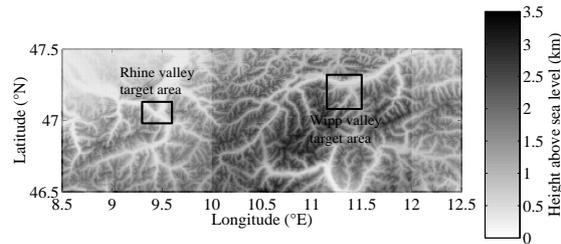


FIG. 1.9 – Régions d’investigation du föhn et écoulements de vallée dans les vallées du Rhin et du Seez, et dans les vallées du Wipp et de l’Inn.

La figure 1.11 montre la réflectivité du lidar LEANDRE-2 sous la trace de l’avion le long du transect ”col du Brenner-Innsbruck” représenté sur la figure 1.10). Les ”+” indiquent le sommet

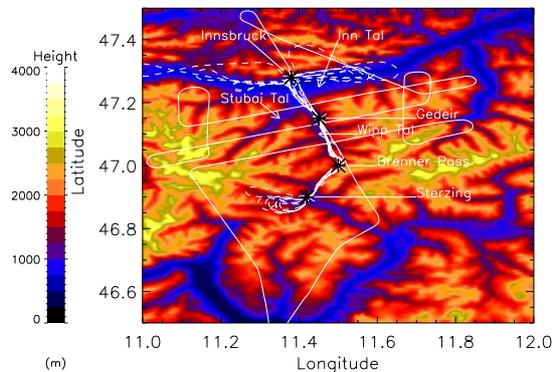


FIG. 1.10 – Topographie de la région des vallées du Wipp et de l’Inn. D’après Flamant et al. (2002).

de la CLA. L’équation (1.19) nous permet d’identifier six régions:

- entre 47°N et 47.06°N , e et $h+e$ sont corrélés suggérant un régime super-critique ($Fr > 1$).
- entre 47.06°N et 47.09°N , dans le lee du Nösslachjoch, e et $h+e$ sont anti-corrélés suggérant un régime sous-critique ($Fr < 1$).
- entre 47.09°N et 47.11°N , e et $h+e$ sont corrélés suggérant un régime super-critique ($Fr > 1$).
- entre 47.11°N et 47.2°N , e et $h+e$ sont anti-corrélés suggérant un régime sous-critique ($Fr < 1$).
- entre 47.2°N et 47.24°N , e et $h+e$ sont corrélés suggérant un régime super-critique ($Fr > 1$).
- entre 47.24°N et 47.3°N , e et $h+e$ sont anti-corrélés suggérant un régime sous-critique ($Fr < 1$).

Cette dernière transition correspond en fait au blocage de l’écoulement par la barrière du Nordkette (induisant un épaissement de la CLA et une décélération de l’écoulement). La théorie monodimensionnelle n’est donc pas ici applicable. Néanmoins, la vallée du Wipp est très étroite. Sa largeur et l’élévation du lit de la vallée varient le long de l’axe de la vallée et donc la corrélation entre e et $h+e$ n’est peut être un paramètre de contrôle fiable du régime de l’écoulement. En

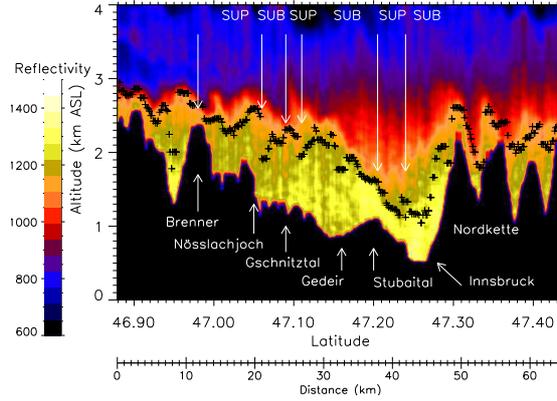


FIG. 1.11 – Réflectivité du lidar LEANDRE-2 le long du transect "col du Brenner-Innsbruck". Les "+" indiquent le sommet de la CLA. Les acronymes SUB et SUP correspondent "sous-critique" et "super-critique", respectivement. D'après Flamant et al. (2002).

effet, la figure 1.12 montre l'évolution de la section S et de la largeur l de la vallée ainsi que du débit D le long de son axe. Les courbes en trait plein correspondent aux données "brutes" alors que les courbes en tiretés sont obtenues en approchant l'évolution de l par un polynôme d'ordre deux. Le débit vaut $1 \pm 0.6 \times 10^8 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

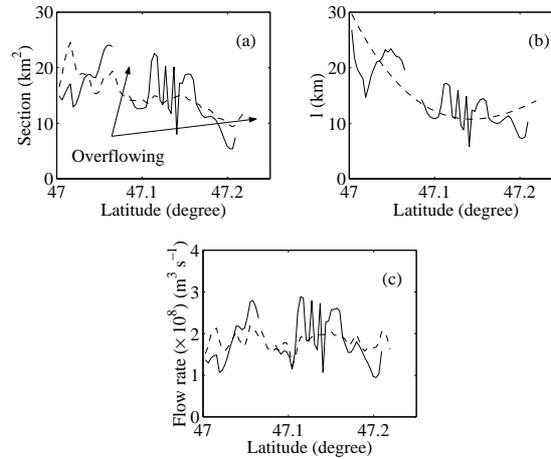


FIG. 1.12 – Section S (a) et la largeur l (b) de la vallée du Wipp ainsi que du débit D (c) le long de son axe. Les courbes en trait plein correspondent aux données "brutes" alors que les courbes en tiretés sont obtenues en approchant l'évolution de l par un polynôme d'ordre deux. D'après Flamant et al. (2002).

Si l'on adopte le nombre de Froude "bidimensionnel" $Fr = U/\sqrt{g'h}$ comme paramètre de contrôle de l'écoulement alors on constate que l'écoulement est diagnostiqué comme continuellement super-critique ($Fr > 1$). Si l'on adopte le nombre de Froude "tridimensionnel" ou "généralisé" (Drobinski et al., 2001a)

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{g'S \frac{\partial \Gamma}{\partial S}}}$$

alors un ressaut hydraulique est bien diagnostiqué entre 47.06°N et 47.09°N correspondant à une dissipation d'énergie comme indiqué sur la figure 1.13

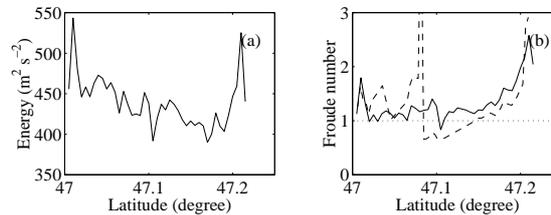


FIG. 1.13 – Énergie (a) et nombres de Froude "bidimensionnel" (trait plein) et "tridimensionnel" (trait tiré) (b) le long de l'axe de la vallée du Wipp. D'après Flamant et al. (2002).

Malgré la violation de certaines hypothèses de la théorie hydraulique, l'écoulement dans la vallée du Wipp a montré un comportement caractéristique de la théorie hydraulique lors des transitions suspectées entre régimes d'écoulement. Le modèle analytique a été appliquée dans la partie de la vallée du Wipp la plus proche de l'intersection avec la vallée de l'Inn où l'écoulement s'accélère brutalement après l'occurrence d'un ressaut hydraulique proche de la vallée du Gschnitz et joue un rôle essentiel dans l'évacuation de la pollution à Innsbruck et la sécurité aérienne dans cette région. Ce modèle a montré que dans un cas de föhn (vent violent, véhiculant un air chaud et sec) peu profond confiné dans la vallée du Wipp, la théorie hydraulique permet de diagnostiquer quantitativement l'accélération de l'écoulement. Les résultats de cette étude ont été publiés au *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* (Flamant et al., 2002³).

1.1.2 Circulation inter-vallées

Principaux collaborateurs : S. Bastin, A. Dabas, J. Dusek, P.H. Flamant, C. Haerberli, M. Lothon, E. Richard, R. Steinacker, G. Zängl

Un aspect de la dynamique des écoulements de vallées non traité dans la littérature est la circulation inter-vallées dont la compréhension est déterminante pour une meilleure prévision de l'environnement météorologique à fine échelle en terrain complexe et de la trajectoire des masses d'air et des polluants (le problème de pollution dans les vallées alpines étant critique). J'ai analysée la circulation inter-vallées dans la région principale d'investigation du föhn durant MAP à la bifurcation des vallées du Rhin et de Seez en Suisse (figure 1.9), dans le cadre du programme international FORM (voir chapitre introductif).

La région FORM est caractérisée par la bifurcation entre deux vallées majeures (figure 1.14): la vallée du Rhin et la vallée de Seez. Néanmoins de nombreuses vallées tributaires affectent la circulation à l'échelle de la région, telles que la vallée de Reuss, les vallées du Domleschg, de Praetigau et Walgau à l'est et sud de la vallée du Rhin et les vallées de Tamina, de Weistannen et de Klön qui débouche à la bifurcation des vallées du Rhin et de Seez et dans la vallée de Seez. A l'échelle de la bifurcation (figure 1.14b), les vallées du Rhin et de Seez formant un "Y".

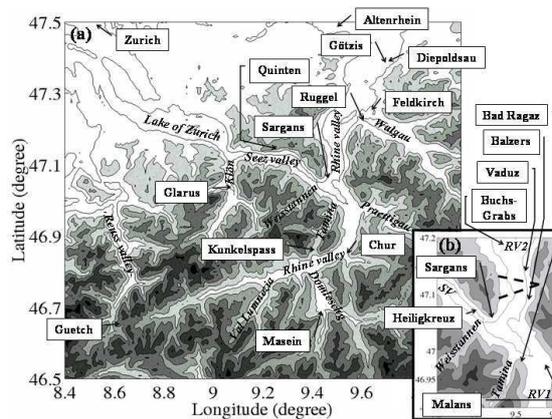


FIG. 1.14 – Topographie de la région FORM (a) avec un agrandissement (b) sur la région d'intérêt pour les études à l'échelle locale (entre 9.3 et $9.6^{\circ}E$ et entre 46.9 et $47.2^{\circ}N$) qui coorespond aussi à la région instrumentée durant MAP. L'incrément des isocontours est 500 m entre 500 m et 3000 m d'altitude. Les mots en italique indiquent les noms des vallées, alors que les légendes encadrées sont des noms de ville. SV, RV1 et RV2 correspondent à la vallée de Seez, la basse vallée du Rhin et la haute vallée du Rhin, respectivement.

Les études que j'ai conduites dans le cadre de FORM portent principalement sur la dynamique gouvernant la division de l'écoulement entre les vallées du Rhin et de Seez et l'impact du réseau plus complexe de vallées à l'échelle régionale sur la dynamique de föhn à l'échelle de la bifurcation.

Étude statistique

J'ai conduit une étude statistique sur la structure générale de l'écoulement, couplant les données du LVT, du réseau de radiosondages et de stations de surface à l'échelle du domaine MAP, qui a permis de mettre en évidence plusieurs régimes d'écoulements systématiques, ainsi que les mécanismes dynamiques de forage à l'échelle locale et synoptique. La figure 1.15 montre le vent mesuré simultanément à 500 m au dessus du lit de la vallée à Heiligkreuz, Buchs-Grabs et Malans, ou seulement à Heiligkreuz et Buchs-Grabs (figure 1.14b), pour chaque régime de vent. Cette figure montre que les régimes de vent dans la vallée de Seez et la basse vallée du Rhin sont dominés par l'orographie car la direction du vent est en général parralèle à l'axe des vallées. On obtient finalement une classification en cinq types de régimes de vent: SE/S, NO/O, NO/N, NO/S, SE/N (où S, O, N et E correspondent à sud, ouest, nord et sud, respectivement).

Le premier groupe SE/S correspond au régime de vent dominant. Ce régime est observé lors d'épisodes de föhn ou correspond à des écoulements katabatiques (écoulement descendant les pentes de nuit). En effet, 75% des cas SE/S observés en absence de föhn l'ont été entre 1800 TU et 0600 TU . Dans la suite, le régime SE/S sera subdivisé en "cas de föhn" et "écoulement katabatique". Les deuxième et troisième régimes de vent (NO/O et NO/N) sont associés à un

3. Flamant C., Drobinski P., Banta R., Darby L., Dusek J., Hardesty R.M., Nance L., Pelon J., Richard E., 2002: Gap Flow in an Alpine Valley during a Shallow South Foehn Event: Observations, Numerical Simulations and Hydraulic Analog. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **128**, 1173-1210

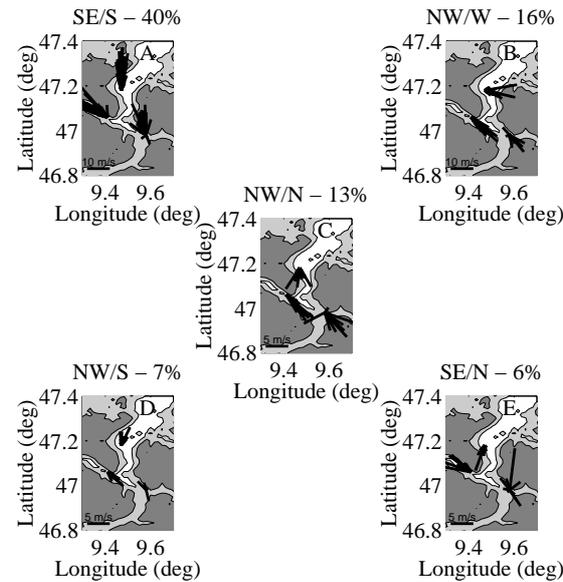


FIG. 1.15 – Vent mesuré simultanément à 500 m au dessus du lit de la vallée à Heiligkreuz, Buchs-Grabs et Malans, ou seulement à Heiligkreuz et Buchs-Grabs, pour chaque régime de vent. Chaque mesure est représentée par une ligne dont l'origine est à la station de lancement du radiosondage et dont la direction indique la direction du vent et la longueur est proportionnelle à la vitesse du vent. L'échelle est 10 m s^{-1} pour les régimes de vent présentés dans les panneaux a et b, et 5 m s^{-1} pour les régimes de vent présentés dans les panneaux c, d et e. Le titre de chaque panneau indique le régime de vent en précisant les directions du vent à Heiligkreuz et Buchs-Grabs. Le pourcentage est la probabilité d'occurrence du régime de vent durant MAP. D'après Drobinski et al. (2003b).

écoulement synoptique de secteur nord et ouest, tandis que les régimes NO/S (observés principalement durant la nuit) et SE/N (observés principalement durant la journée) sont forcés à l'échelle locale par des gradients thermiques.

Pour évaluer les causes de ces différents types de régimes, j'ai étudié la différence de pression perpendiculairement aux Alpes, parallèle aux pentes des Alpes du nord, et parallèlement et perpendiculairement à la vallée du Rhin. Le tableau 1.1 révèle que dans les cas de föhn du régime SE/S ainsi que dans les régimes NO/O et NO/N, le gradient de pression synoptique est élevé, i.e. supérieur à $1.6 \text{ hPa}/100 \text{ km}$ pour le régime NO/O et supérieur à $2.4 \text{ hPa}/100 \text{ km}$ pour le régime NO/N. Ces gradients de pression sont comparables au gradient de pression climatique correspondant à l'occurrence de föhn (i.e. $2.1 \text{ hPa}/100 \text{ km}$, voir Hoinka, 1980, 1985). Dans les trois autres régimes, les gradients de pression synoptiques sont du même ordre de grandeur voire inférieurs aux gradients dans la vallée indiquant que l'écoulement dans les vallées du Rhin et de Seez est principalement gouverné par des vents thermiques locaux. Cette étude statistique a été publiée à *Boundary-Layer Meteorology* (Drobinski et al., 2003b⁴).

4. Drobinski P., Dabas A.M., Haeberli C., Flamant P.H., 2003: Statistical Characterization of the Flow Structure in the Rhine Valley. *Boundary-Layer Meteorol.*, **106**, 483-505

TAB. 1.1 – Median/interquartile range of the pressure difference in hPa for various station pairs normalized to the mean pressure difference between the respective stations during the SOP. First column: Vaduz-Lugano (perpendicular to the Alps); second column: Vaduz-Zurich (parallel to the northern slope of the Alps); third column: Altenrhein-Chur (along the Rhine valley); fourth column: Vaduz-Quinten (perpendicular to the Rhine valley). The geographical coordinates of these stations are: Altenreihn (9.56°E, 47.48°N), Chur (9.53°E, 46.86°N), Lugano (8.96°E, 46.00°N), Quinten (9.21°E, 47.13°N), Vaduz (9.53°E, 47.13°N) and Zurich (8.53°E, 47.48°N).

Régime de vent	Vaduz-Lugano	Vaduz-Zurich	Altenrhein-Chur	Vaduz-Quinten
SE/S föhn	-6.3/1.8	-0.4/1.3	-0.9/1.9	-0.2/0.7
SE/S katabatique	-0.3/5.9	0.0/0.7	-0.2/1.5	0.0/0.4
NO/O	2.1/5.9	-0.2/0.4	1.0/1.2	-0.1/0.0
NO/N	3.4/4.6	0.1/1.0	1.6/1.3	0.0/0.3
NO/S	0.5/8.2	0.1/0.4	0.1/1.0	-0.1/0.3
SE/N	0.6/3.4	0.1/0.8	1.0/1.3	0.2/0.4

Théorie hydraulique

L'étude précédente (Drobinski et al., 2003a) a permis de valider les conclusions et les limites de la théorie hydraulique que j'ai utilisée pour comprendre les processus dynamiques de petites échelles permettant d'expliquer de division de l'écoulement entre les vallées de Seez et du Rhin (régime SE/S) et les régimes NO/O et NO/N. Pour cela, j'ai considéré un écoulement dans une géométrie reproduisant qualitativement les vallées du Rhin et de Seez (figure 1.16) et j'ai supposé l'écoulement bidimensionnel, incompressible et irrotationnel. La dynamique du fluide est décrite

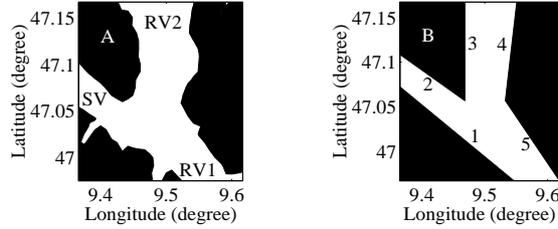


FIG. 1.16 – Panneau a: Topographie des vallées du Rhin et de Seez. La zone en noir correspond à une altitude plus élevée que 1000 m au dessus du niveau de la mer (environ 500 m au dessus du lit de la vallée). SV, RH1 and RH2 sont les notations pour la vallée de Seez, la haute vallée du Rhin et la basse vallée du Rhin, respectivement. Panneau b: géométrie idéalisée de la topographie. Les parois des vallées sont des lignes droites approchant l'isocontour 1000 m au dessus du niveau de la mer. Les parois de la géométrie idéalisée sont numérotées de 1 à 5. D'après Drobinski et al. (2001c).

par l'équation de Poisson pour le potentiel de vitesse Φ et la fonction de courant Ψ :

$$\begin{aligned}\nabla^2\Phi &= 0 \\ \nabla^2\Psi &= 0\end{aligned}\tag{1.20}$$

Considérons que le fluide non visqueux s'écoule localement le long des paires de parois faisant un angle α . En utilisant les coordonnées polaires $r = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|$ (\mathbf{r}_0 est la coordonnée de l'intersection

des deux parois) et θ , Φ et Ψ s'écrivent (Lamb, 1932; Longuet-Higgins, 1973):

$$\Phi \propto r^n \cos [n(\theta - \theta_0)]; \quad \Psi \propto r^n \sin [n(\theta - \theta_0)] \quad (1.21)$$

et les composantes radiales et tangentielles sont données par:

$$v_r \propto nr^{n-1} \cos [n(\theta - \theta_0)]; \quad v_\theta \propto nr^{n-1} \sin [n(\theta - \theta_0)] \quad (1.22)$$

où n est relié à l'angle entre deux parois adjacentes α par $n = \pi/\alpha$. La géométrie simplifiée de la vallée du Rhin peut être divisée en trois groupes de deux parois adjacentes (figure 1.16b). Considérons maintenant les régimes NO/O ou NO/N (absence de föhn) puis le régime SE/S (cas de föhn).

Régimes NO/N ou NO/O En absence de föhn, l'écoulement "incident" provient de la vallée de Seez. Les lignes de courant près de la paroi 1, correspondant à $n = 1$, forment un système de lignes droites parallèles à la paroi et les courbes équipotentielles forment un système similaire perpendiculaire à la paroi (figure 1.17a). La figure 1.17b montre l'écoulement le long des parois 2 et 3 obtenu avec $n \simeq 0.59$. L'écoulement provenant de la vallée de Seez est défléchi dans la basse vallée du Rhin (RV2) mais la plupart des lignes de courant intersectent la paroi 1 ce qui contredit l'hypothèse d'un écoulement purement bidimensionnel et des parois "solides". L'écoulement parallèle à ces lignes de courant ne peut donc être solution du problème, ce qui est en accord avec les observations. Seul l'écoulement dans une couche d'épaisseur inférieure à 500 m de la paroi peut être défléchi en direction de la basse vallée du Rhin en approchant l'intersection des parois 2 et 3 (les lignes de courant n'intersectent pas les parois 1 et 4). Néanmoins les mesures prises par le LVT dans la basse vallée du Rhin montrent que dans cette couche, la friction latérale engendre un fort gradient horizontal du vent, de faible valeur de vent et donc un faible débit dans la basse vallée du Rhin.

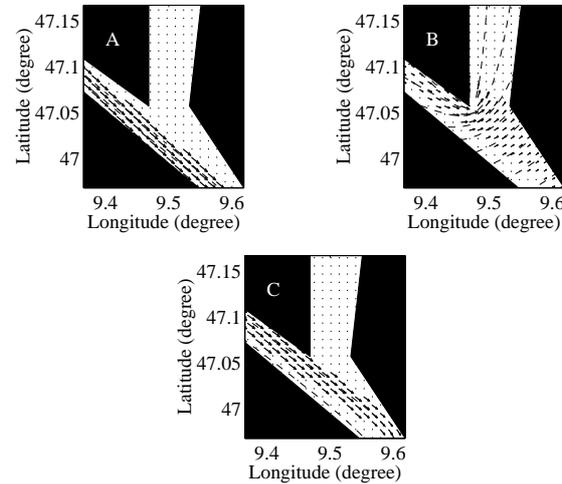


FIG. 1.17 – Solutions des équations (1.21) et (1.22) pour un régime de type NO/O ou NO/N. Les flèches représentent le champ de vent et les lignes en tiretés les lignes de courant correspondantes. D'après Drobinski et al. (2001c).

Du fait de la géométrie des vallées, l'écoulement provenant de la vallée de Seez ne peut être défléchi vers la basse vallée du Rhin (RV2) (la vallée de Seez est trop étroite si bien que la

plupart des lignes de courant intersectent la paroi 1) et vraisemblablement un décollement de l'écoulement de la paroi 3 se produit (Bradshaw and Wong, 1972; Hunt et al., 1978). Dans la suite, on suppose l'absence de divergence de l'écoulement due à l'élargissement de la vallée. On suppose donc que l'écoulement se dirige directement vers la paroi 5. La figure 1.17c montre le champ de vent pour $n \simeq 1.13$ qui correspond à l'angle entre les parois 2 et 5. L'écoulement provenant de la vallée de Seez est donc défléchi dans la haute vallée du Rhin (RV1).

Régime SE/S Dans les cas de föhn, le vent prend une direction sud-est dans la haute vallée du Rhin (RV1) et la vallée de Seez (SV) et à proximité de la paroi 1, les caractéristiques de l'écoulement modélisé et illustrées sur la figure 1.18a avec $n = 1$, sont similaires à celles montrées sur la figure 1.17a.

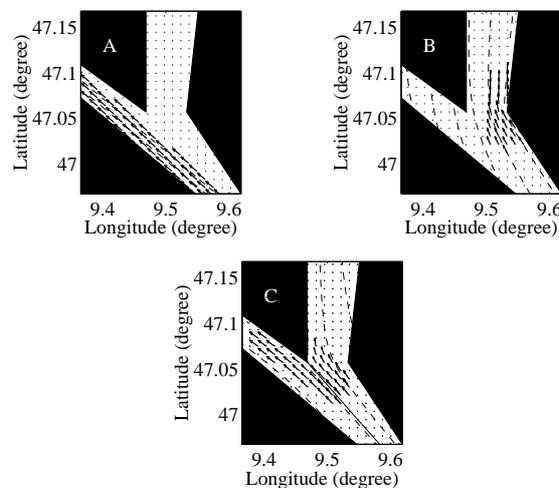


FIG. 1.18 – *Idem que la figure 1.17 pour le régime SE/S. Le trait plein représente la paroi "virtuelle" 6 (c). D'après Drobinski et al. (2001c).*

L'écoulement le long des parois 5 and 4 est obtenu avec $n \simeq 0.82$ et est représenté sur la figure 1.18b. L'écoulement provenant de la haute vallée du Rhin (RV1) est défléchi vers la basse vallée du Rhin (RV2). Contrairement à la situation présentée sur la figure 1.17b, la plupart des lignes de courant n'intersectent pas la paroi 3, si bien qu'une part non négligeable de l'écoulement peut être défléchi. La présence des parois 4 et 5 expliquent en partie la séparation de l'écoulement en deux branches, l'une canalisée dans la vallée de Seez, l'autre dans la basse vallée du Rhin. L'existence d'un point de stagnation n'est pas ici une condition nécessaire pour la division de l'écoulement, comme cela peut être le cas pour un obstacle isolé. Dans le cas présent, une partie de l'écoulement est défléchi vers la base vallée du Rhin du fait de la présence des parois 4 et 5.

Néanmoins, le mécanisme de déflexion ne peut expliquer qu'environ 50 % du débit dans la basse vallée du Rhin et uniquement pour l'air s'écoulant le long des parois 5 et 4. L'air adjacent à la paroi 3 ne peut provenir de la déflexion induite par les parois 5 et 4, puisque les lignes de courant intersectent la paroi 1. Supposons donc que l'air s'écoulant dans la partie centrale de la haute vallée du Rhin de "sentent" pas les parois 1 et 5 et se dirige directement vers l'intersection des parois 2 et 3 (cette ligne de courant est appelée par la suite "paroi" 6, voir figure 1.18c). L'intersection des parois 2 et 3 sur laquelle la "paroi" 6 converge est un point singulier (point de

stagnation) où la division de l'écoulement se produit (Hunt et al., 1978; Tobak et Peake, 1982). La division de l'écoulement est visible sur la figure 1.18c avec $n \simeq 1.08$ et $n \simeq 1.29$, le long des parois 6 et 2, et les parois 6 et 3, respectivement. Le point de stagnation avec une vitesse nulle est localisé à l'intersection des parois 2 et 3.

Ce modèle a montré que la division ou non de l'écoulement entre vallées était déterminée par:

- le rôle déflecteur des parois de la vallée,
- les caractéristiques géométriques des vallées (longueur, largeur, angle entre vallées,...),
- l'existence ou non d'un point de stagnation, processus "classique" gouvernant la division de l'écoulement atmosphérique autour d'un obstacle isolé.

Cette étude a été publiée à *Boundary-Layer Meteorology* (Drobinski et al., 2001c⁵).

Étude numérique idéalisée

Pour affiner les conclusions de ce modèle très simple, des simulations bidimensionnelles de la circulation atmosphérique dans une vallée en "Y" ont été effectuées par Sophie Bastin avec le code numérique Nekton (développé au MIT), dans le cadre de son stage de DEA effectué sous ma direction. Le maillage typique pour les simulations est illustré sur la figure 1.19. Nous avons

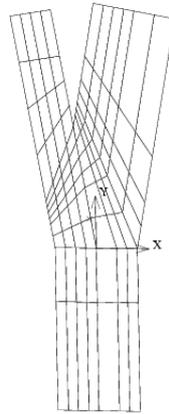


FIG. 1.19 – Exemple de domaine de simulation divisé en macro-éléments pour une vallée en "Y".

utilisé un modèle bidimensionnel correspondant à la version visqueuse de la théorie hydraulique stationnaire en eau peu profonde (Pedlosky, 1987). Les équations du mouvement résolues par le modèle sont donc:

$$\begin{aligned}
 u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= fv - g \frac{\partial h}{\partial x} + K \nabla^2 u \\
 u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -fu - g \frac{\partial h}{\partial y} + K \nabla^2 v \\
 \frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y} &= 0
 \end{aligned} \tag{1.23}$$

5. Drobinski P., Dabas A.M., Haeberli C., Flamant P.H., 2001: On the Small-Scale Dynamics of Flow Splitting in the Rhine Valley During a Shallow Foehn Event. *Boundary-Layer Meteorol.*, **99**, 277-296

où $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. La variable K est le coefficient de diffusion turbulente, u, v sont les composantes de la vitesse *intégrées verticalement* sur une couche d'épaisseur h (supposée être l'épaisseur de la CLA) suivant x et y , respectivement. Dans ce modèle à une couche, $w(x,y,z)$ a été éliminé avec des conditions aux limites supérieures et inférieures $w(x,y,0) = w(x,y,h) = 0$. Une étude de sensibilité a été conduite en faisant varier la diffusion turbulente, l'angle entre les vallées, la largeur des vallées. Pour valider ce modèle, des simulations ont été conduites en imposant un maillage représentant de façon idéalisée la géométrie de la vallée du Rhin, similaire à celui présenté sur la figure 1.16.

Ces simulations ont montré que:

- dans le domaine de diffusion turbulente considéré, il n'existe pas de zones de recirculation de type "sillage" dans la région de déflexion de l'écoulement incident près de la bifurcation,
- la structure de l'écoulement dépend fortement du gradient de pression synoptique forcé comme condition aux limites en entrée de la vallée incidente et en sorties des deux vallées en aval de la bifurcation,
- le point de stagnation au niveau duquel l'écoulement incident se divise en deux branches est toujours co-localisé avec le point de bifurcation des deux vallées.

Les simulations ont aussi permis de mieux comprendre le mécanisme de division de l'écoulement incident au niveau de la bifurcation, et de valider ce résultat à partir des observations du LVT et de simulations tridimensionnelles à très haute résolution (300 m) de cas réels de MAP, conduites par Gunther Zängl de l'Université de Munich. La figure 1.20 (panneaux b et c) montre la vitesse du vent $v_{\star,\parallel}$ (normalisé par la vitesse du vent en entrée de la vallée) le long de la ligne de courant intersectant le point de bifurcation entre la vallée de Seez et la basse vallée du Rhin (voir le trait épais sur la figure 1.20a). La structure détaillée de l'écoulement est illustrée sur la figure 1.20a pour un cas de föhn et de division de l'écoulement entre les vallées de Seez et du Rhin (29 octobre 1999 à about 2000 TU). La figure 1.20a montre le champ de vitesse radiale obtenu avec le LVT et le champ de vent obtenu avec le modèle MM5 à 1000 m au dessus du niveau de la mer. La division de l'écoulement est évidente à la fois sur la simulation et sur les observations LVT qui montre que l'air s'éloigne du LVT dans la vallée de Seez et la basse vallée du Rhin (vitesses radiales positives) et se dirige vers le LVT dans la haute vallée du Rhin (vitesses radiales négatives). La figure 1.20a montre aussi que près du point de stagnation, il existe un très fort gradient horizontal de vitesse. Le vent décélère d'environ 5 m s^{-1} à 0 m s^{-1} sur moins de deux kilomètres. La figure 1.20 (b et c) montre la variation de $v_{\star,\parallel}$ le long de la ligne de courant intersectant le point de bifurcation entre la vallée de Seez et la basse vallée du Rhin. Le résultat obtenu avec le modèle idéalisé est représenté en trait plein. $v_{\star,\parallel}$ décroît d'environ 1 à l'entrée des deux vallées tributaires ($y_\star = 0$) jusqu'à 0 au point de bifurcation ($y_\star = 0.8$). La variation de $v_{\star,\parallel}$ montre l'existence de deux régimes: (i) entre $y_\star = 0$ et $y_\star = 0.5$, $v_{\star,\parallel}$ décroît doucement de 1 à 0.8, respectivement; (ii) entre $y_\star = 0.5$ et $y_\star = 0.8$ (point de bifurcation), $v_{\star,\parallel}$ chute brutalement de 0.8 à 0. Ce comportement peut être interprété comme suit:

- le mécanisme principal se produisant dans le régime (i) est la *déflexion* par les parois de la vallées. Si l'on se réfère à la théorie d'un écoulement potentiel, bidimensionnel, incompressible et irrotationnel s'écoulant le long de parois externes, alors, à proximité des parois latérales dans la région de la bifurcation, $v_{\star,\parallel}$ est, dans une première approximation, donné par:

$$v_{\star,\parallel} \propto \frac{\pi}{\alpha} \left[(x_\star - x_{\star,P})^2 + (y_\star - y_{\star,P})^2 \right]^{\frac{\pi}{\alpha} - 1} \quad (1.24)$$

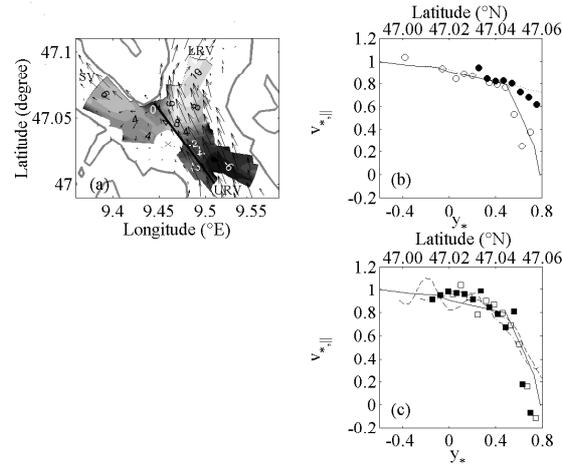


FIG. 1.20 – *Panneau a*: Coupe horizontale du champ de vitesses radiales du LVT (code de couleur) et du champ de vent (flèches) obtenu avec le modèle MM5 du NCAR-PSU à environ 1000 m au dessus du niveau de la mer le 29 octobre 1999 à 2000 TU lors d’un épisode de föhn et donc d’un cas de division d’écoulement. Pour le LVT, des vitesses radiales positives (negatives) correspondent à de l’air s’éloignant du (se dirigeant vers) LVT. Le symbole \times indique la localisation du LVT. SV, URV et LRV correspondent à la vallée de Seez, la haute et basse vallée du Rhin, respectivement. Le trait plein épais indique la section le long de laquelle le vent obtenu avec le LVT, le modèle MM5 et le modèle idéalisé est représenté sur les panneaux b et c. Les isocontours correspondent à la topographie de 500 m d’altitude à 3000 m d’altitude avec un incrément de 500 m. *Panneaux b et c*: Vitesse de vent normalisée $v_{*,||}$ simulé et mesuré le long de la section représenté sur la panneau a. Le trait plein correspond au modèle idéalisé et les pointillés aux simulations MM5 pour le 24 octobre 1999 à 1200 TU. Les cercles ouverts et pleins correspondent aux mesures par le LVT le 2 octobre 1999 à 1000 TU, le 24 octobre 1999 à 1200 TU, respectivement. *Panneau c*: Idem que le panneau b pour les 29 et 30 octobre 1999. Le trait plein correspond au modèle idéalisé et les tiretés et point-tiretés aux simulations MM5 le 29 octobre 1999 à 2000 TU et le 30 octobre 1999 à 1200 TU, respectivement. Les carrés ouverts et pleins squares and filled squares correspondent aux mesures par le LVT les 29 et 30 octobre 1999 à 2000 TU et 1200 TU, respectivement. Le point de bifurcation entre les vallées de Seez et du Rhin est localisé en $y_* = 0.8$. D’après Drobinski et al. (soumis).

où $x_{*,P}$ et $y_{*,P}$ sont les coordonnées normalisées du point d’intersection et α est l’angle entre les parois latérales externes (voir équation 1.22 ou l’équation 3 dans Drobinski *et al.*, 2001c). Comme $\alpha > \pi$, on peut montrer que comme $y_* > y_{*,P}$ (i.e. à proximité de l’entrée des vallées tributaires), $\partial v_{*,||} / \partial y_* < 0$. De l’équation (1.24), nous voyons que $\partial v_{*,||} / \partial y_*$ croît avec α . Donc, dans le cas d’une vallée en ”Y”, la variation de $v_{*,||}$ avec y_* est douce dans le régime (i).

- les mécanismes principaux se produisant dans le régime (ii) quand l’écoulement s’approche du point de bifurcation, sont le *blocage au niveau du point de bifurcation co-localisé avec le point de stagnation et la division de l’écoulement*. Le point de stagnation correspond à une singularité associée à une forte discontinuité du champ de vent, visible sur les simulations par un gradient horizontal important du vent le long de la ligne de courant (Legendre, 1956).

L’évolution de $v_{*,||}$ le long de la ligne de courant intersectant le point de bifurcation est comparée

aux mesures du LVT et aux simulations MM5. L'accord entre le modèle idéalisé, les simulations MM5 et les mesures LVT est excellent pour les cas de föhn et de division de l'écoulement des 2, 29 et 30 October 1999. On peut noter que la haute résolution spatiale du LVT et de la simulation MM5 (environ 300 m) permet de rendre compte des régimes (i) (faible gradient horizontal de $v_{*,\parallel}$) et (ii) (fort gradient horizontal de $v_{*,\parallel}$), mise en évidence avec le modèle idéalisé. La profondeur adimensionnée de la vallée du Rhin $\widetilde{\Delta H} = N\Delta H/U$ (où N est la fréquence de Brunt-Väisälä, ΔH la profondeur de la vallée et U la vitesse de l'écoulement incident) est égale à 2.1, 4.2 et 5.7, pour les 2, 29 et 30 octobre 1999, respectivement. Le fait que $\widetilde{\Delta H} > 1$ suggère que le mécanisme de division de l'écoulement domine dans les bas niveaux (dynamique de l'écoulement quasi bidimensionnelle). Au contraire, les mesures du LVT et les simulations MM5 du 24 octobre 1999 à 1200 TU ne présentent pas de fort gradient horizontal quand l'écoulement s'approche du point de bifurcation (figure 1.20b). En effet, $\widetilde{\Delta H} = 0.8$ si bien que l'écoulement tend à passer au dessus de l'obstacle au niveau de la bifurcation. L'absence d'un point de stagnation dans les mesures du LVT et les simulations MM5 est en accord avec les prédictions théoriques. Bien évidemment, le modèle bidimensionnel idéalisé cesse d'être valide dans cette situation. Il apparaît donc que la profondeur adimensionnée $\widetilde{\Delta H}$ est un bon indicateur de la division d'écoulement à la bifurcation de deux vallées et cela implique que la stratification joue un rôle clé en réalité. Les résultats de cette étude ont fait l'objet d'une publication en révision au *Meteorology and Atmospheric Physics* (Drobinski et al., en révision⁶).

Étude numérique d'un cas réel

Les résultats obtenus dans les études précédentes ont permis de capturer une partie des processus dynamiques en jeu dans la circulation inter-vallées à la bifurcation entre les vallées de Seez et du Rhin. Néanmoins, la complexité des processus dynamiques gouvernant la circulation du föhn entre les différentes vallées sillonnant le massif alpin dans la région de la vallée du Rhin, ne peuvent être reproduites par ces approches idéalisées. J'ai donc conduit une étude exhaustive d'un cas de föhn de MAP, combinant les observations collectées à l'échelle du massif alpin et d'une simulation à méso-échelle conduite par Evelyne Richard du LA à l'aide du modèle Méso-NH. Les résultats obtenus ont permis de mieux appréhender la trajectographie de l'écoulement de föhn ainsi que le rôle respectif des différentes vallées tributaires de la vallée du Rhin dans la canalisation du flux de föhn. Ainsi la figure 1.21 illustre le champ de vent à 1500 m au dessus du niveau de la mer simulé par Méso-NH le 30 octobre 1999 à 1200 TU à l'échelle régionale (figure 1.14). Cette figure illustre le rôle de la vallée de Tamina dans la convergence des masses d'air au niveau de la bifurcation alors qu'à l'embouchure de la vallée de Weistannen, un fort flux transverse à la vallée du Rhin affecte l'écoulement canalisé dans la vallée de Seez après la bifurcation et peut contribuer à réduire le flux de masse dans la vallée de Seez. On constate d'ailleurs que le flux est bien plus intense dans la basse vallée du Rhin que dans la vallée de Seez, ce qui met en partie en défaut les études bidimensionnelles idéalisées décrites précédemment (même si à l'ordre zéro, les prédictions théoriques montre un bon accord avec les observations). La figure 1.22 montrant une coupe verticale nord-sud le long de la vallée du Rhin de la vitesse verticale et des isentropes simulés par Méso-NH le 30 octobre 1999 à 1200 TU, met clairement en évidence une forte activité ondulatoire excitée par le flux de sud-ouest (orienté quasi perpendiculairement au massif alpin) associé à l'épisode de föhn. La simulation montre une pénétration des ondes jusque dans la vallée

6. Drobinski P., Bastin S., Dusek J., Zängl G., Flamant P.H., 2005: Idealized Numerical Simulations of Flow Splitting at the Bifurcation between Two Valleys: Comparison with the Alpine Programme Mesoscale Experiment. *Meteorol. Atmos. Phys.*, en révision

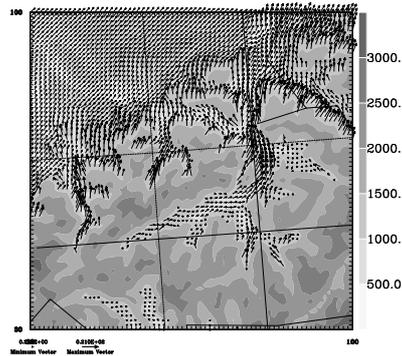


FIG. 1.21 – Champ de vent à 1500 m au dessus du niveau de la mer simulé par Méso-NH le 30 octobre 1999 à 1200 TU. D’après Drobinski et al. (2003b).

du Rhin au niveau de la bifurcation. Cette subsidence des masses d’air le long des pentes du massif alpin contribue au renforcement du flux dans la basse vallée du Rhin orientée nord-sud. La pénétration des ondes dans la basse vallée du Rhin a été documentée à plusieurs reprises par

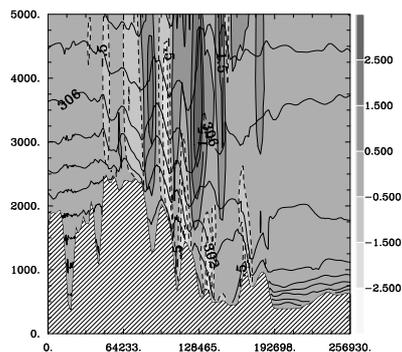


FIG. 1.22 – Coupe verticale nord-sud le long de la vallée du Rhin de la vitesse verticale (code couleur) et des isentropes (isocontours) simulés par Méso-NH le 30 octobre 1999 à 1200 TU. D’après Drobinski et al. (2003b).

le scintillomètre mise en place par l’Institut Paul Scherrer dont l’analyse des mesures combinées aux mesures aéroportées et par lidar Doppler a permis de décrire la propagation de ces ondes et a fait l’objet d’une publication au *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* (Furger et al., 2001⁷).

L’étude de l’évolution temporelle de ce cas de föhn, ainsi que de sa structure spatiale aux différentes échelles a permis de mieux comprendre la phase précédant l’établissement du föhn, ainsi que la progression du flux de föhn dans les premières heures. Cette étude, publiée au *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* (Drobinski et al., 2003b⁸), a aussi permis de mettre en évidence l’existence d’un écoulement katabatique forcé à l’échelle de la vallée

7. Furger M, Drobinski P., Prévôt A.S.H., Weber R.O., Graber W.K., Neining B.: Validation of Scintillometer Horizontal and Vertical Crosswinds During Strong Foehn with Lidar and Aircraft Measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**, 1975-1988

8. Drobinski P., Haerberli C., Richard E., Lothon M., Dabas A.M., Flamant P.H., Furger M., Steinacker R., 2003: Scale Interaction Processes during MAP-IOP 12 South Foehn Event in the Rhine Valley. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **129**, 729-754

et présentant des caractéristiques similaires au föhn dans la phase précédant immédiatement l'établissement du föhn. Quand le föhn, forcé à l'échelle synoptique, se met en place, il progresse en érodant l'air froid ("cold pool") en place dans la vallée. L'origine de cette poche d'air froid est double: elle résulte d'une part de l'advection d'air polaire et d'autre part du refroidissement radiatif nocturne. Les mécanismes d'érosion de la poche d'air froid par le föhn dans la basse vallée du Rhin sont multiples: ils incluent (i) l'entraînement d'air chaud au sommet de la poche d'air froid (par déferlement d'ondes de Kelvin-Helmholtz), (ii) le réchauffement radiatif et (iii) l'advection d'air chaud de l'écoulement de föhn repoussant mécaniquement la poche d'air froid. Probablement, le cas du 30 octobre 1999 est similaire au cas du 5 novembre 1999 avec une contribution dominante du mécanisme (iii) comme suggéré dans une publication soumise au *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* (Flamant et al., soumis⁹).

1.2 Écoulements de sillage

1.2.1 Le Mistral

Principaux collaborateurs : S. Bastin, R. Behrendt, U. Corsmeier, V. Guénard, J.L. Caccia, B. Campistron, B. Bénèch, A. Dabas, P. Delville, C. Kottmeier, A. Protat, O. Reitebuch, C. Werner

Le Mistral est un exemple fameux d'écoulement de sillage et qui comparativement à sa notoriété a fait l'objet de très peu d'études. Cependant le Mistral gouverne en partie le climat provençal (figure 1.23). Il peut être dévastateur pour l'agriculture locale, engendrer des conditions dangereuses pour la navigation aérienne et maritime (Mayengon, 1982) et augmenter les risques de feu de fort (Wrathall, 1995). Le Mistral s'étend sur plusieurs centaines de kilomètres au large des côtes et est une des principales causes de cyclogénèse au dessus de la Méditerranée (Trigo et al., 1999; Campins et al., 2000). Le Mistral advecte de l'air continental froid et sec au dessus de la Méditerranée engendrant d'intenses échanges de chaleur mer/atmosphère (Flamant, 2003) et le refroidissement de la température de surface de la mer (Millot, 1979) ainsi que la formation des eaux profondes de la Méditerranée occidentale qui alimente l'Océan Atlantique (Rhein, 1995). Enfin, le Mistral affecte la dilution des polluants rejetés par les industries situées le long de la vallée du Rhône et près de Marseille.

Dans le cadre des programmes MAP et ESCOMPTE, j'ai étudié la dynamique du Mistral en relation avec les théories hydraulique et linéaire, sa variabilité spatio-temporelle et son impact sur la structure de la CLA et sur les échanges entre la surface et la CLA. En effet, la raison principale de l'absence d'étude du Mistral est la complexité du phénomène qui jusqu'alors n'a pu être appréhendée par les moyens d'observations et de modélisation existantes. En effet le Mistral est un vent de nord qui (1) contourne les Alpes et le Massif Central, (2) est canalisé et accéléré dans la vallée du Rhône. Par ailleurs, une partie du flux franchit le massif central et le massif alpin. Ces mécanismes contribuent à une forte interaction entre l'écoulement de franchissement et l'écoulement en sortie de vallée du Rhône. Ces travaux ont été conduits dans le cadre d'une coopération avec le LSEET et plus particulièrement de la thèse de Vincent Guénard.

9. Flamant C., Drobinski P., Protat A., Chimani B., Furger M., Gubser S., Haeberli C., Richner H., Steinacker R., 2005: Föhn/Cold-Pool Interactions in the Rhine Valley during MAP IOP 15. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, soumis

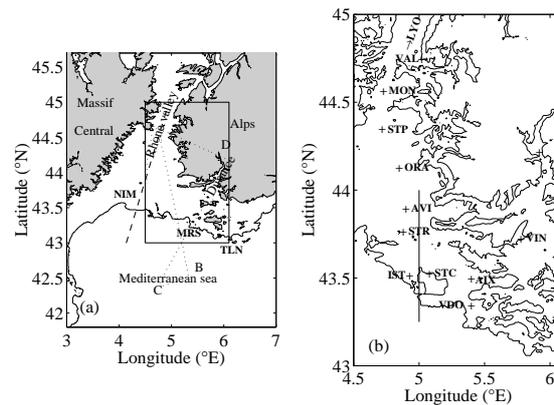


FIG. 1.23 – (a) Topographie de l’embouchure de la vallée du Rhône. Le tireté correspond à la section A-B le long de laquelle est étudiée la dynamique du front de brise dans le chapitre 2. Le trait en pointillés correspond au leg du Falcon-20 du DLR embarquant le lidar Doppler WIND pour la documentation du cas de Mistral du 28 juin 2001 de la campagne ESCOMPTE. (b) Topographie de la zone ESCOMPTE. Les acronymes AIX, AVI, IST, LYO, MON, MRS, NIM, ORA, STC, STP, STR, TLN, VAL, VDO et VIN correspondent respectivement à Aix en Provence, Avignon, Istres, Lyon, Montélimar, Marseille, Nîmes, Orange, Saint Chamas, Saint Paul, Saint Rémy, Toulon, Valence, Vallon d’Ol et Vinon (VIN). Le trait plein correspond au leg du Do-128 pour l’étude du cas de Mistral du 1er juillet 2001 de la campagne ESCOMPTE.

Théorie en eau peu profonde d’un écoulement canalisé

Les premiers travaux sur le Mistral sont ceux conduits par Pettré (1982) qui a modélisé le Mistral comme un écoulement confiné dans la vallée du Rhône. Il a alors appliqué la théorie hydraulique en eau peu profonde (shallow water theory) pour un écoulement canalisé, comparable à celle décrite dans la section et publiée dans Drobinski et al. (2001a) [sauf que dans Pettré (1982), la discontinuité et la dissipation d’énergie au moment du ressaut est paramétrée alors qu’elles sont explicitement calculées dans Drobinski et al. (2001a)]. Pettré (1982) a considéré que la dénivelée dans la vallée du Rhône était un aspect négligeable en comparaison à l’effet de constriction. Dans le cadre d’une coopération avec Ulrich Corsmeier et Christoph Kottmeier de l’IMK, nous avons étudié les circonstances d’un ressaut hydraulique dans la vallée du Rhône à environ 44°N et de son impact sur le mélange vertical de polluants.

En appliquant les développements théoriques décrits dans la section 1.1.1 à un cas de Mistral d’ESCOMPTE, nous avons pu diagnostiquer l’occurrence d’un ressaut hydraulique dans la vallée du Rhône à environ 44°N comme le montre la figure 1.24. Cette figure représente les valeurs théoriques du nombre de Froude et de l’épaisseur de la CLA adimensionnée par l’épaisseur de la CLA à Lyon. Les symboles (+) représentent les mesures correspondantes. Les conditions en entrée de la vallée induisent un nombre de Froude égal à 1 en un point localisé entre Valence et Montélimar comme montré sur la figure 1.24b. Les mesures confirment l’apparition d’un ressaut au sud de Nîmes/Saint Rémy (figure 1.23) où le nombre de Froude redevient à nouveau sub-critique. Le maximum de vent est observé au sud d’Avignon. En aval du ressaut hydraulique, les valeurs observées du nombre de Froude et de l’épaisseur adimensionnée de la CLA sont plus élevées que celles prédites par la théorie du fait probable de l’absence d’une forte canalisation car la vallée du Rhône prend la forme d’un delta évasée et limitée par une topographie peu élevée.

Or, la canalisation est une hypothèse de base de la théorie en eau peu profonde d'un écoulement canalisé.

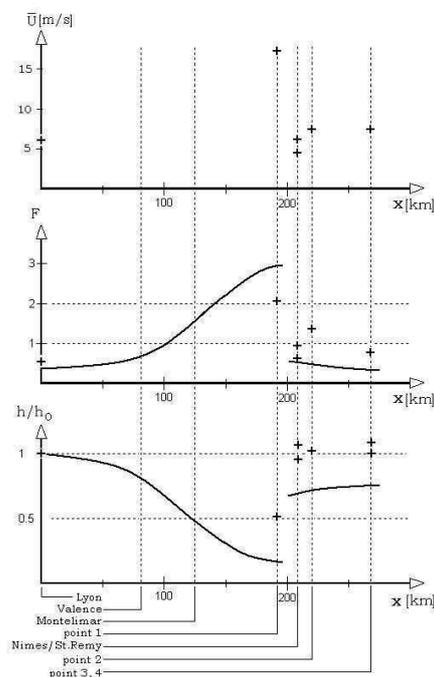


FIG. 1.24 – Vitesse du vent (a); nombre de Froude (b); épaisseur de la surface libre (hauteur de la CLA) adimensionnée par l'épaisseur de la surface libre à Lyon (c). La prédiction théorique est représentée en trait plein, les mesures par des +. D'après Corsmeier et al. (2005).

Néanmoins, la solution de la théorie hydraulique en eau peu profonde étant satisfaisante, elle nous a permis de mieux comprendre les processus de mélange verticaux de polluants transportés sur de longues distances. La figure 1.25 montre les profils verticaux d'ozone (rouge) mesurés par le DO 128 avant et après le ressaut hydraulique. Sur le profil 1, la concentration maximale d'ozone est observée à 1000 m au dessus du niveau de la mer, au dessus du sommet de la CLA (correspondant à une forte inversion de température potentielle) d'épaisseur 800 m, avec des valeurs comprises entre 90 et 110 ppb. Après le ressaut, le maximum d'ozone à 1000 m disparaît: au profil 2, il est de 70 ppb et au profil 3 de 55 ppb. Ceci peut être expliqué par l'accroissement du mélange vertical au niveau du ressaut hydraulique, associé à la dissipation d'énergie, près du profil 2. Au cours de l'épaississement de la CLA du nord vers le sud, la concentration d'ozone reste globalement constante dans la CLA signifiant une injection d'ozone troposphérique dans la CLA et dans le même temps une dilution par une élévation du sommet de la CLA.

Ces travaux ont été publiés dans *Atmospheric Research* (Corsmeier et al., 2005¹⁰). Cette théorie s'est aussi avérée capable de diagnostiquer l'occurrence d'un ressaut hydraulique au bon endroit dans les cas de Mistral du 22 et 28 juin 2001 d'ESCOMPTE décrits par la suite (Bastin et al., en révision; Drobinski et al., 2005a).

10. Corsmeier U., Behrendt R., Drobinski P., Kottmeier C., 2005: The Mistral and its Effect on Air Pollution Transport and Vertical Mixing. *Atmos. Res.*, **74**, 275-302

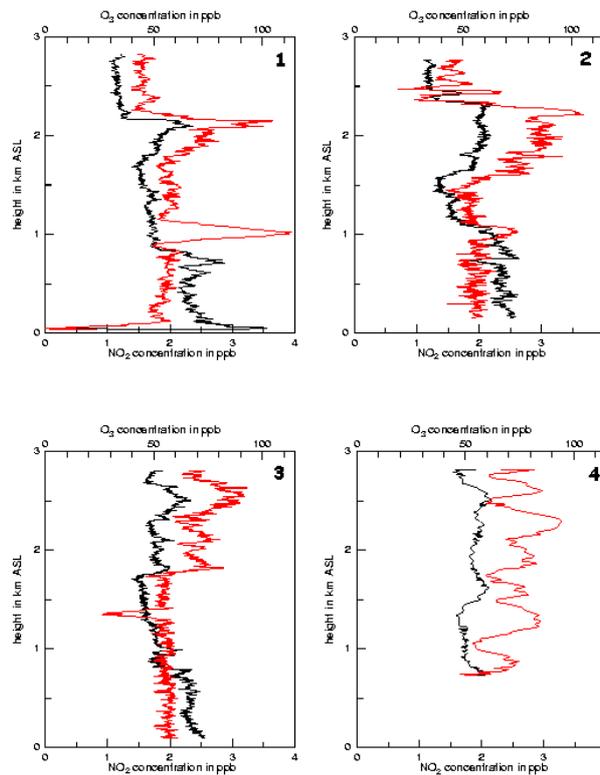


FIG. 1.25 – Profils verticaux d’ozone (rouge) et d’oxydes d’azote (noir) en ppb mesurés par le DO 128 le long de la trajectoire tracée sur la figure 1.23a. D’après Corsmeier et al. (2005).

Théories linéaires et en eau peu profonde d’un écoulement en présence d’un obstacle

Cependant le Mistral ne peut être uniquement perçu comme un écoulement canalisé dans la vallée du Rhône. En effet au sud de Valence le couloir rhodanien s’élargit laissant place à un delta plutôt qu’à une vallée et la hauteur des massifs limitant la vallée du Rhône de part et d’autre tend à diminuer à mesure que l’on se dirige vers le sud.

Ainsi la ville de Toulon située à l’est de l’embouchure de la vallée du Rhône est sous l’influence du Mistral comme le montre la figure 1.26, qui montre les mesures de vent effectuées par les profileurs UHF de Saint Chamas (dans la vallée du Rhône) et de Toulon (à l’est de la vallée du Rhône) durant le cas de Mistral de la période d’observation intensive (POI) 15 de MAP. On constate que le Mistral souffle de secteur nord-ouest à Toulon entre le 6 novembre 1999 à 1200 TU et le 7 novembre 1999 à 0000 TU à environ 25 m s^{-1} . Néanmoins, la figure 1.26 montre aussi qu’à Saint Chamas localisé dans la vallée du Rhône, le Mistral souffle environ 24 heures de plus, mettant en évidence l’existence de mécanismes distincts expliquant la dynamique du Mistral dans la vallée du Rhône où l’effet de canalisation domine (comme suggéré par Pettré, 1982) et dans les régions situées au delà de l’embouchure de la vallée.

L’hypothèse de travail pour ces études est que la dynamique du Mistral est non seulement pilotée par un mécanisme de canalisation mais aussi par un mécanisme de franchissement des deux principaux reliefs de la région que sont les Alpes à l’est et le Massif Central à l’ouest. La dynamique

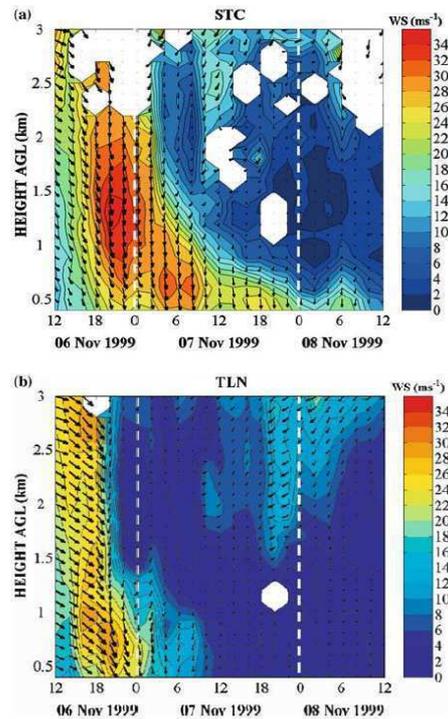


FIG. 1.26 – Diagramme de Hovmöller du vent horizontal mesuré par le profileur UHF localisé (a) Saint Chamas (STC) et (b) Toulon (TLN) entre le 6 et 8 novembre 1999 à 1200 TU. La force du vent est indiquée par l'échelle de couleurs. Les flèches représentent les vecteurs vent. D'après Guénard et al. (2005).

des écoulements en présence d'obstacles a fait l'objet de nombreuses études dont les plus connues sont la théorie linéaire (e.g. Smith, 1989) et la théorie hydraulique en eau peu profonde (e.g. Schär et Smith, 1993). Pour la théorie linéaire, la dynamique de l'écoulement en aval du massif est dictée par les paramètres de contrôle que sont la hauteur adimensionnée de l'obstacle $\hat{h} = Nh/U$ où N est la fréquence de Brunt-Väisälä, h est la hauteur de l'obstacle et U est la vitesse moyenne de l'écoulement arrivant sur l'obstacle; le rapport d'aspect horizontal de l'obstacle r , rapport entre les dimensions horizontales de l'obstacle perpendiculaire et parallèle à l'écoulement. Les valeurs prises par ces paramètres définissent plusieurs régimes pour l'écoulement: 1) l'occurrence d'ondes de relief; 2) le déferlement des ondes de relief et 3) le contournement de l'obstacle. Le tableau 1.2 montre l'évolution temporelle des paramètres de l'écoulement en amont des sites de Saint Chamas et de Toulon.

Le 6 novembre 1999 de 1200 à 1800 TU, le régime de l'écoulement est semblable sur les deux sites de Saint Chamas et Toulon (figure 1.23) qui se trouvent sous l'influence du Massif Central. La théorie linéaire prévoit l'occurrence d'ondes de relief. Les observations des profileurs UHF montrent un Mistral épais et confirment la structure similaire du Mistral sur les deux sites. Par ailleurs, la mesure de la vitesse verticale a permis la mise en évidence de l'existence des ondes de relief comme décrit dans l'article publiée à *Annales Geophysicae* (Caccia et al., 2004¹¹). Du 6 novembre à 1800 TU au 7 novembre à 0000 TU, la théorie linéaire prédit l'occurrence d'onde de reliefs à Saint Chamas et la co-existence de déferlement d'ondes et de contournement du massif

11. Caccia J-L., Guénard V., Bénech B., Campistron B., Drobinski P., 2004: Vertical Velocity and Turbulence Aspects during Mistral Events as Observed by UHF Wind Profilers. *Ann. Geophys.*, **22**, 3927-3936

Date	Relief	Saint Chamas				Toulon			
		h (m)	r	\hat{h}	regime	h (m)	r	\hat{h}	regime
6 nov. 1200 TU	Massif Central	1000	0.8	0.7	MW	1000	0.8	0.7	MW
6 nov. 1500 TU	Massif Central	1000	0.8	0.6	MW	1000	0.8	0.6	MW
6 nov. 1800 TU	Alpes	500	1.8	0.4	MW	1500	1.8	0.9	WB+FS
6 nov. 2100 TU	Alpes	500	1.8	0.4	MW	1500	1.8	1.0	WB+FS
7 nov. 0000 TU	Alpes	500	1.8	0.3	MW	1500	1.8	1.0	WB+FS
7 nov. 0600 TU	Alpes	2500	0.3	1.9	FS	2000	0.3	1.2	MW
7 nov. 1200 TU	Alpes	2500	0.3	2.2	FS	2000	0.3	1.5	MW
7 nov. 1800 TU	Alpes	2500	0.3	2.2	FS	2000	0.3	1.7	MW
8 nov. 0000 TU	Alpes	2500	0.3	2.4	FS	2000	0.3	2.0	MW
8 nov. 0600 TU	Alpes	2500	0.3	2.7	FS	2000	0.3	2.0	FS
8 nov. 1200 TU	Alpes	2500	0.3	2.7	FS	2000	0.3	2.2	FS

TAB. 1.2 – Régimes prédits par la théorie linéaire aux sites de mesures de Saint Chamas et Toulon (figure 1.23) durant l'épisode de Mistral du 6 au 8 novembre 1999, h est la hauteur du relief, r est le rapport d'aspect horizontal et $\hat{h} = Nh/U$ est la hauteur de la montagne adimensionnée. Les différents régimes sont l'occurrence d'ondes de relief (MW pour mountain waves), le déferlement des ondes de relief (WB pour wave breaking), et le contournement du relief (FS pour flow splitting). D'après Guénard et al. (2005).

à Toulon. Le déferlement d'ondes en altitude contribue en aval du massif à la formation d'un jet de basse couche (Smith, 1985) ce que vérifient bien les mesures du profileur de Toulon. Du 7 novembre à 0000 TU au 8 novembre 1999 à 1200 TU, la théorie linéaire prédit un régime de contournement à Saint Chamas alors que les conditions sont propices à l'occurrence d'ondes de relief à Toulon. Le contournement favorise la canalisation du Mistral dans la vallée du Rhône qui prend une forme de jet de basse couche à Saint Chamas. La nature du jet de basse couche diffère donc entre Saint Chamas (canalisation ou "gap flow") et Toulon (déferlement d'ondes en aval des Alpes). Après le 7 novembre 1999, les mécanismes tri-dimensionnels tel que le contournement des Alpes jouent un rôle majeur dans la dynamique du Mistral. La dynamique tri-dimensionnelle des écoulements en présence d'un obstacle sont bien décrits par la théorie hydraulique en eau peu profonde qui peut donc s'appliquer à partir du 7 novembre 1999 à 0000 TU et compléter la description par la théorie linéaire.

Dans la théorie hydraulique en eau peu profonde (Schär et Smith, 1993), les paramètres de contrôle sont le rapport $M = h/H$ (où h est la hauteur du relief et H l'épaisseur de la CLA en amont du relief, correspondant à l'épaisseur de la surface libre) et le nombre de Froude amont $Fr = U/\sqrt{g'h}$. La théorie hydraulique en eau peu profonde prédit l'existence de quatre régimes. Le régime I réfère à un écoulement irrotationnel inviscide sans ressaut hydraulique. Le régime IIa réfère à la formation d'un sillage par dissipation dans un ressaut hydraulique, mais sans zone de recirculation (pas de structure en vortex). Le régime IIb indique la formation d'un sillage par ressaut hydraulique avec recirculation. Le régime III indique la formation d'un sillage avec recirculation quand l'obstacle "perce" la surface libre (i.e. $M > 1$) associé à un ressaut dit "oblique".

Le tableau 1.3 résume les valeurs prises par les paramètres (M, Fr). L'écoulement est non dissipatif (régime I) le 7 novembre 1999 à 0000 TU au dessus des deux sites. A 0600 TU, la théorie hydraulique en eau peu profonde prédit un régime de sillage avec recirculation (régime IIb) à

Saint Chamas et Toulon. A partir du 7 novembre 1999 à 1200 TU, la théorie hydraulique en eau peu profonde prédit un régime de sillage avec recirculation de type III. Comme le sommet de la CLA est située sous la ligne de crête, l'effet canalisateur de la vallée du Rhône en amont de Saint Chamas est efficace. Toulon est en revanche dans un régime de sillage qui peut expliquer l'accalmie anticipée du vent (figure 1.26b). Les mécanismes décrits ici expliquent en partie la structure "épaisse" ou de "basse couche" du Mistral et les processus de cessation du Mistral pour le cas de Mistral de la POI 15 de MAP. Ils ont aussi pu être transposés à d'autres situations présentant une transition semblable entre Mistral épais et Mistral de basse couche durant le cas de Mistral d'été du 16 au 18 juin 2001 durant la campagne ESCOMPTE.

Date	Relief	Fr	Saint Chamas			Toulon		
			h (m)	M	regime	h (m)	M	regime
6 nov. 1200 TU	Massif Central	0.14	1000	0.17	I	1000	0.17	I
6 nov. 1500 TU	Massif Central	0.18	1000	0.15	I	1000	0.18	I
6 nov. 1800 TU	Alpes	0.31	500	0.09	I	1500	0.26	I
6 nov. 2100 TU	Alpes	0.40	500	0.14	I	1500	0.43	I
7 nov. 0000 TU	Alpes	0.46	500	0.16	I	1500	0.48	IIa
7 nov. 0600 TU	Alpes	0.62	2500	1.06	IIb	2000	0.85	IIb
7 nov. 1200 TU	Alpes	0.70	2500	1.47	III	2000	1.18	IIb
7 nov. 1800 TU	Alpes	0.82	2500	1.56	III	2000	1.25	III
8 nov. 0000 TU	Alpes	0.73	2500	1.85	III	2000	1.48	III
8 nov. 0600 TU	Alpes	0.76	2500	2.00	III	2000	1.60	III
8 nov. 1200 TU	Alpes	0.71	2500	2.50	III	2000	2.00	III

TAB. 1.3 – Régimes prédits par la théorie hydraulique en eau peu profonde pour les sites de Saint Chamas et Toulon durant l'épisode de Mistral du 6 au 8 novembre 1999. Fr est le nombre de Froude amont (calculé à partir des radiosondages de Lyon), h est la hauteur du relief, M est le rapport entre h et l'épaisseur de la CLA (correspondant à la surface libre) H . Les régimes I, IIa, IIb, et III correspondent respectivement à un écoulement irrotationnel inviscid, à la formation d'un sillage associé à un ressaut hydraulique sans recirculation, à la formation d'un sillage associé à un ressaut hydraulique avec recirculation, à la formation d'un sillage associé à un ressaut hydraulique avec recirculation pour laquelle le relief "perce" la surface libre ($M > 1$). D'après Guénard et al. (2005).

Cette étude a fait l'objet d'une publication à *Boundary-Layer Meteorology* (Guénard et al., 2005¹²).

Génération de sillage

Les paramètres de contrôle des théories linéaire et en eau peu profonde (pour un écoulement canalisé ou pour un écoulement en présence d'un obstacle) apparaissent pertinents pour expliquer une part de la dynamique du Mistral à l'embouchure de la vallée du Rhône. Néanmoins, ces théories n'ont pas été dérivées pour une configuration couplant effet de canalisation et de contournement/franchissement d'obstacle et des interactions fortes entre les différents mécanismes qui interviennent dans le cas du Mistral.

12. Guénard V., Drobinski P., Caccia J.L., Campistron B., Bénech B., 2005: An Observational Study of the Mesoscale Mistral Dynamics. *Boundary-Layer Meteorol.*, **115**, 263-288

Nature du sillage à l'embouchure de la vallée du Rhône Pour analyser ces mécanismes d'interaction, le recours à la modélisation méso-échelle tri-dimensionnelle est nécessaire. J'ai analysé en détail un cas de Mistral d'été d'ESCOMPTE en couplant l'analyse des données du dispositif expérimental et une simulation non-hydrostatique à méso-échelle à l'aide du modèle MM5 du NCAR-PSU. Ainsi la figure 1.27 illustre la complexité de l'écoulement en présence de Mistral avec les champs de vent à 500 m au dessus du sol, simulé et observé le 28 juin 2001 à 1100 TU. Le Mistral a son origine à l'entrée de la vallée du Rhône et prend une incurvation

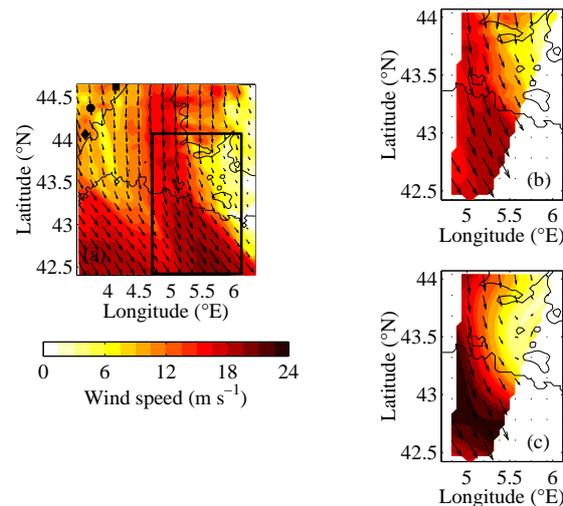


FIG. 1.27 – (a): Coupe horizontale à 500 m au dessus du sol du champ de vent horizontal simulé à l'aide du modèle MM5 le 28 juin 2001 à 1100 TU. Le rectangle indique la région in vestiguée par le lidar Doppler aéroporté. Les cercle, carré et losange colorés en noir indiquent la localisation du Mont Mézenc, Mont Lozère et Mont Aigoual, respectivement. (b): Idem que (a) mais zoomé sur la région indiquée par un rectangle. La simulation MM5 est interpolée utilisée pour l'analyse des données WIND restituées en utilisant la méthode variationnelle MANDOP (Scialom et Lemaître, 1990). (c) Idem que (b) mais avec le champ de vent déduit des données WIND. D'après Drobinski et al. (2005a).

cyclonique au sud de la vallée. La limite occidentale du Mistral est définie par le sillage en aval du Massif Central (Jiang et al., 2003) (les zones de sillage sont caractérisées par un vent très faible). Dans ce sillage "régional", on trouve des régions où alternent vent faible et vent plus fort, formant ainsi trois sillages secondaires (engendrant des bandes de tourbillons potentiels secondaires) semblables aux structures documentées durant MAP dans la vallée du Pô (Schär et al., 2003; Flamant et al., 2004). Les trois étroits sillages se forment en aval du Mont Mézenc (pic culminant à 1754 m dans le massif du Vivarais, voir le carré noir), du Mont Lozère (pic culminant à 1702 m, voir le cercle noir) et du Mont Aigoual (pic culminant à 1565 m dans le massif des Cévennes, voir le losange noir). A l'est, une zone de fort cisaillement horizontal de vent sépare le Mistral du sillage se formant en aval des Alpes occidentales. La zone de vent fort s'étend sur plus de 300 km en longueur et peut atteindre une dimension latérale de plus de 150 km avec une vitesse de vent pouvant excéder 20 m s^{-1} au niveau de Saint Chamas (STC, voir figure 1.23b). Les figures 1.27b et c focalisent sur la région documentée par le lidar Doppler aéroporté WIND et comparent les champs de vent simulé et mesuré. L'accord est globalement très satisfaisant, mais en détail, MM5 sous estime légèrement la vitesse du vent et la zone de cisaillement est localisée un peu trop à l'est ce qui induit que la zone de recirculation n'est pas

simulée dans le petit domaine mais uniquement dans le grand domaine.

Pour déterminer les différents régimes de l'écoulement, j'ai calculé à partir de la température potentielle et du vent dans la CLA simulés par MM5 le nombre de Froude local. La figure 1.28 montre le champ de vent horizontal à 500 m au dessus du sol simulé à l'aide de MM5 le 28 juin 2001 à 1100 TU ainsi que la localisation des ressauts hydrauliques (tiretés), et les régimes d'écoulement (les signes '+' et '-' correspondent respectivement à un écoulement super-critique et subcritique). La figure 1.28 montre que l'écoulement atmosphérique en amont des Alpes et

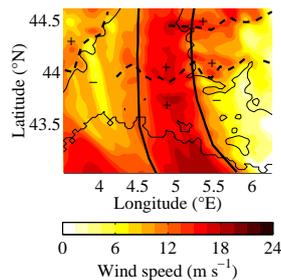


FIG. 1.28 – *Champ de vent horizontal à 500 m au dessus du sol simulé à l'aide de MM5 le 28 juin 2001 à 1100 TU. Les lignes en tiretés indiquent la localisation des ressauts hydrauliques, les lignes en trait plein montrent les limites orientale et occidentale du Mistral. Les signes '+' et '-' correspondent respectivement à un écoulement super-critique (i.e. le nombre de Froude local est plus grand que 1) et subcritique (i.e. le nombre de Froude local est plus petit que 1). D'après Drobinski et al. (2005a).*

du Massif Central, devient supercritique sur les massifs montagneux ainsi que dans la vallée du Rhône et continue à accélérer jusqu'à l'occurrence d'un ressaut hydraulique. Ce ressaut conduit à la formation du sillage en aval et à proximité des sommets. Comparé au sillage du Massif Central, l'origine du sillage des Alpes occidentales est plus complexe. Dans cette étude, les observations et simulations suggèrent un mécanisme combinant séparation de paroi et déferlement d'ondes de gravité. En effet, je montre qu'en plus de l'écoulement descendant les pentes des Alpes occidentales et subissant un ressaut hydraulique, le lieu où le Mistral se sépare de la paroi orientale de la vallée du Rhône est localisé à environ 44°N et est associé à un ressaut "oblique" similaire au ressaut oblique simulé par Schär and Smith (1993) dans le cas simple d'un massif idéalisé de forme gaussienne (régime III de Schär et Smith, 1993 discuté précédemment). La prédiction de la localisation du ressaut hydraulique à la fois par la théorie hydraulique en eau peu profonde pour un écoulement canalisé (Drobinski et al., 2001a) que pour un écoulement en présence d'un obstacle isolé (Schär et Smith, 1993) est purement fortuit. En effet, dans l'étude du cas de Mistral du 22 juin 2001 d'ESCOMPTE (durant lequel la brise parvient à pénétrer légèrement à l'intérieur des terres), deux ressauts ont lieu dans la vallée du Rhône: le premier ressaut à 44°N est dû à la constriction de la vallée du Rhône (amplifié par le sillage du Massif Central qui agit comme une paroi virtuelle); un deuxième ressaut (dit ressaut oblique) induit par décollement de paroi a lieu plus au sud.

Cette étude publiée au *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* (Drobinski et al., 2005a¹³) montre enfin que la formation du sillage à l'aval du Massif Central et des Alpes engendre

13. Drobinski P., Bastin S., Guénard V., Caccia J.-L., Dabas A. M., Delville P., Protat A., Reitebuch O., Werner C., 2005: Summer Mistral at the Exit of the Rhône Valley. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **131**, 353-375

des hétérogénéités de la structure de la CLA avec des différences entre le continent et la mer comme le montre la figure 1.29 qui représente l'épaisseur de la CLA simulé avec MM5 le 28 juin 2001 à 1100 TU. Dans le sillage des massifs montagneux, la CLA continentale est plus épaisse

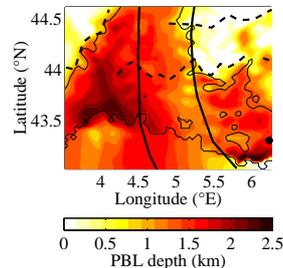


FIG. 1.29 – *Épaisseur de la CLA simulée avec MM5 le 28 juin 2001 à 1100 TU. Les lignes en tiretés indiquent la localisation des ressauts hydrauliques, les lignes en trait plein montrent les limites orientale et occidentale du Mistral. Le cercle noir indique la localisation de la pénélaine du Luc (où la température de l'air est bien plus forte qu'ailleurs). D'après Drobinski et al. (2005a).*

(1.8 km) que dans le Mistral (1 km) en accord avec un régime sous-critique et une plus forte activité turbulente (après ressaut hydraulique) ainsi qu'une augmentation de température induit par effet de föhn. Au dessus de la mer, les flux surfaciques de chaleur sensible sont légèrement négatifs (entre 50 et 0 $W m^{-2}$) et la principale source de turbulence dans la CLA est d'origine mécanique (cisaillement de vent). L'épaisseur de la CLA dans le Mistral ne varie pas entre le continent et la mer (1 km), cependant que l'absence de convection mais aussi de vent empêchent le développement de la CLA dans le sillage des massifs montagneux (épaisseur de la CLA de 0.5 km). L'épaisseur de la CLA simulée a été validée avec l'épaisseur de la CLA restituée à partir des données de réflectivité du lidar Doppler aéroporté WIND en dessous des 2 axes principaux de la trace de l'avion (voir figure 1.23a), comme le montre la figure 1.30.

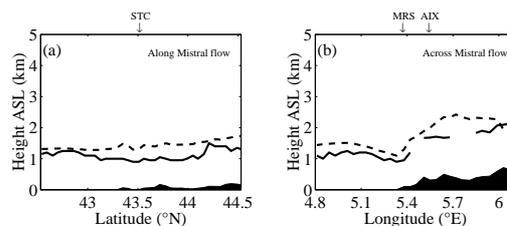


FIG. 1.30 – *Épaisseur de la CLA simulée avec MM5 le 28 juin 2001 à 1100 TU (tiretés) et restituée à partir des données de réflectivité du lidar Doppler aéroporté WIND (trait plein) le long des legs B-A (a) et C-D (b). La topographie sous la trace est en noir. D'après Drobinski et al. (2005a).*

Variabilité temporelle du sillage à l'embouchure de la vallée du Rhône L'analyse de l'évolution temporelle des sillages en aval du Massif Central et des Alpes occidentales pour la POI 15 de MAP (Mistral d'automne), a montré que la zone de sillage en aval du Massif Central est beaucoup plus stationnaire que la zone de sillage en aval des Alpes. La figure 1.31 montre l'évolution temporelle du champ de vent à 500 m au dessus du sol. On note bien la quasi stationnarité du sillage du Massif Central alors qu'au cours de l'épisode, le sillage des Alpes se

déplace vers l'ouest, expliquant de fait la cessation anticipée du Mistral à Toulon par rapport à Saint Chamas (figure 1.26). Les explications avancées dans un article récemment soumis pour publication au *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* (Guénard et al., soumis¹⁴) est que ce phénomène est en partie dû à la complexité du relief: le Massif Central présente une forme simple comparable à une gaussienne bi-dimensionnelle, contrairement aux Alpes qui présente une structure tri-dimensionnelle beaucoup plus accidentée. Cette différence conduit à une plus grande sensibilité de la zone du sillage alpin à une faible variation de la direction de l'écoulement amont. Il est clair que la simulation de la structure spatiale des sillages de

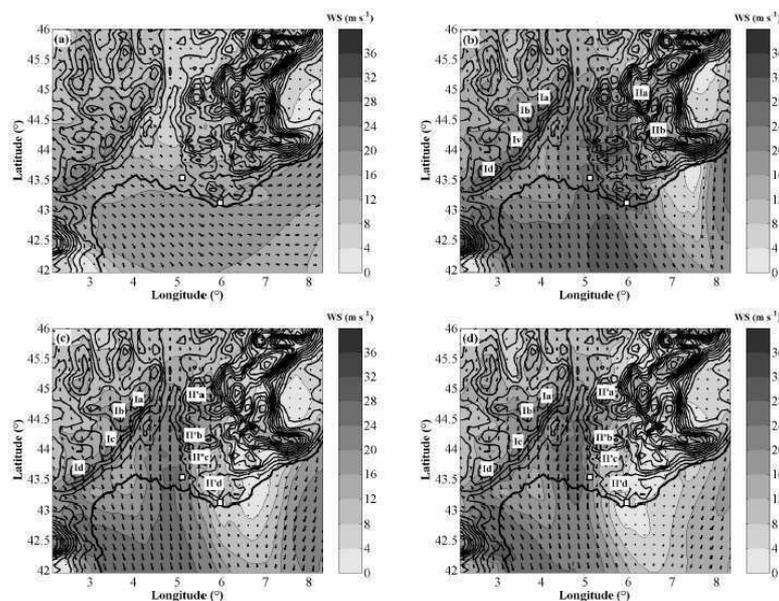


FIG. 1.31 – Vitesse du vent (WS) et vecteurs vent (flèches) à 500 m au dessus du sol le 6 novembre 1999 à 1200 TU (a), le 7 novembre à 0000 TU et 1200 TU (c) et le 8 novembre à 0000 TU à partir des données simulées par le modèle RAMS à 9 km. Les légendes indiquent les pics principaux impliqués dans la formation des sillages: Mont Mézenc (Ia, 1753 m), Mont Lozère (Ib, 1699 m), Mont Aigoual (Ic, 1599 m) et Mont de Lacaume (Id, 1266 m) pour le sillage du Massif Central. Massif du Pelvoux (IIa, 4102 m), Grand Bérard (IIb, 3099 m), Mont Aiguille (II'a, 2086 m), Mont Ventoux (II'b, 1909 m), Massif du Lubéron (II'c, 1425 m) et Massif de la Sainte Baume (II'd, 1147 m) pour le sillage des Alpes occidentales. D'après Guénard et al. (soumis).

montagne est très dépendante de la résolution des modèles mais, l'évolution temporelle en est aussi fortement tributaire et pour des raisons différentes.

1.2.2 Orographie et mise en place de la mousson africaine

Principaux collaborateurs : S. Janicot, B. Sultan

14. Guénard V., Drobinski P., Caccia J.L., Tedeschi G., Currier P.: Dynamics of the MAP IOP-15 Severe Mistral Event: Observations and High-Resolution Numerical Simulations. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, soumis

La mise en place de la mousson d'été ouest-africaine est reliée à un déplacement latitudinal brutal de la zone de convergence inter-tropicale (ZCIT) d'une position quasi-stationnaire à 5°N en mai-juin à une autre position quasi-stationnaire à 10°N en juillet-août (Le Barbé et al., 2002; Sultan et Janicot, 2003). Statistiquement, la date de mise en place de la mousson (t_0) est le 24 juin avec une déviation standard de 8 jours. Sultan et Janicot (2003) suggèrent que la mise en place de la mousson est associée à la dynamique de la dépression thermique saharienne localisée entre 15°N et 20°N. La figure 1.32 montre la moyenne composite de la pression au niveau de la mer 5 jours avant la mise en place de la mousson. On constate un minimum dépressionnaire sur le Sahara (1009 hPa). 5 jours après la mise en place de la mousson, la dépression saharienne se creuse (1008 hPa) et la ZCIT "saute" de 15°N à 20°N. La différence entre la pression de surface après et avant la mise en place de la mousson montre un dipôle organisé de part et d'autre de la ligne de crête du massif du Hoggar. Sultan et Janicot (2003) suggèrent que l'amplification de la dynamique de la dépression saharienne, associée à la brusque mise en place de la mousson, est due à une interaction avec l'orographie d'Afrique du nord et en particulier l'Atlas et le Hoggar. Or, dans le sillage des massifs montagneux, une zone dépressionnaire se développe en réponse à

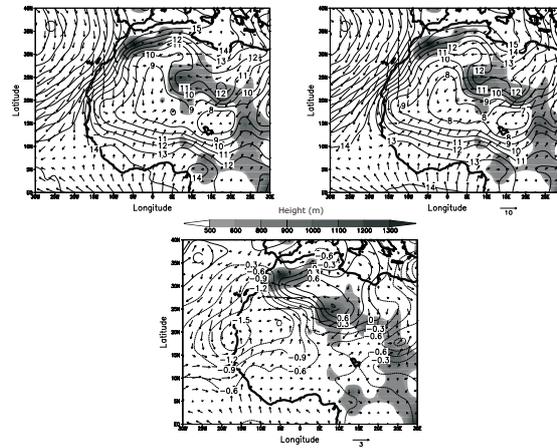


FIG. 1.32 – *Panneau a: Moyenne composite de la pression de surface (iscontours, en hPa - 1000 hPa) et du champ de vent à 1000 hPa (vecteurs, en $m s^{-1}$) sur la période 1968-1990 à $t_0 - 5$ jours (où t_0 est la date statistique de mise en place de la mousson). Panneau b: Idem que panneau a à $t_0 + 5$ jours. Panneau c: différence des champs composites de pression de surface et de vent à 1000 hPa à $t_0 + 5 - t_0 - 5$. D'après Drobinski et al. (2005b).*

la surpression amont induit par la stagnation d'air froid (effet hydrostatique). Avec Benjamin Sultan et Serge Janicot du LOCEAN/IPSL, j'ai analysé la structure de l'écoulement en amont du Hoggar. La figure 1.33 montre un brusque changement direction du vent en amont du Hoggar. D'une direction parallèle à la ligne de crête du Hoggar avant la mise en place de la mousson, il s'oriente perpendiculairement au massif du Hoggar après la mise en place de la mousson. Cette rotation du vent s'accompagne du renforcement d'un dipôle de la perturbation de pression due à l'orographie. J'ai développé un modèle linéaire d'écoulement au dessus des reliefs nord-africains (stylisés pour dériver des expressions analytiques de la forme des reliefs). Le modèle linéaire permet d'exprimer simplement la transformée de Fourier de la pression de surface \tilde{p} :

$$\tilde{p} = i\rho \frac{N^2}{m} \tilde{h} \quad \text{avec} \quad m^2 = \left[\frac{k^2 + l^2}{(Uk + Vl)^2 - f^2} \right] N^2 \quad (1.25)$$

où N est la fréquence de Brunt-Väisälä supposée constante, ρ la densité de l'air, \tilde{h} la transformée de Fourier de la topographie (h), m le nombre d'onde vertical, k et l les deux composantes du

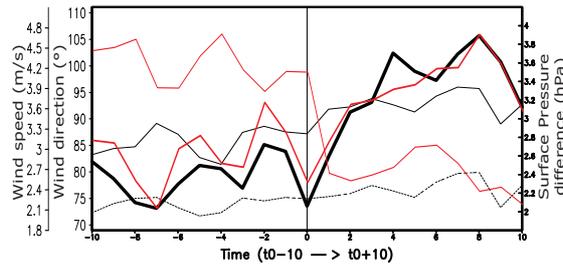


FIG. 1.33 – Courbes rouges: Séries temporelles composites entre $t_0 - 10$ et $t_0 + 10$ jours de la vitesse du vent (trait épais) et de sa direction (trait fin) moyennées sur le domaine ($10^\circ E - 15^\circ E / 22.5^\circ N - 27.5^\circ N$) en amont du Hoggar. Courbes noires: Séries temporelles composites de la différence de pression au niveau de la mer moyennée sur le domaine ($10^\circ E - 15^\circ E / 22.5^\circ N - 27.5^\circ N$) en amont du Hoggar et sur le domaine ($0^\circ E - 5^\circ E / 20^\circ N - 25^\circ N$) en aval du Hoggar; pointillés: idem que le trait épais pour la simulation où seul el Hoggar est considéré; trait fin: idem que le trait épais pour la simulation où tous les massifs nord-africains ont été considérés. D'après Drobinski et al. (2005b).

nombre d'onde horizontal et f est la force de Coriolis. Avant ($t_0 - 5$ jours) et après ($t_0 + 5$ jours) la mise en place de la mousson, la direction du vent en amont de l'Atlas, du Hoggar et des Monts Ennedi est respectivement $325-331^\circ$, $102-84^\circ$ (figure 1.33) et $37-31^\circ$. Les champs de perturbations de pression (p) obtenu à partir de l'équation avant et après la mise en place de la mousson sont montrés sur la figure 1.34 pour les valeurs de force et direction de vent à $t_0 - 5$ jours et $t_0 + 5$ jours. On constate ainsi que d'une part le massif de l'Atlas ne joue pas de rôle dans le déclenchement de la mousson mais contribue à la localisation climatologique de la dépression thermique saharienne. Seul le Hoggar contribue au renforcement de la dépression thermique saharienne avant et après le saut de mousson. Le modèle analytique a donc permis de déconvoluer l'impact de chaque

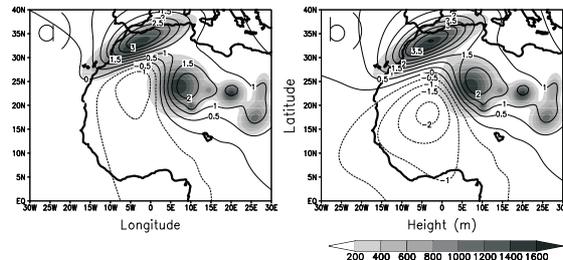


FIG. 1.34 – Panneau a: Perturbation de la pression de surface (hPa) obtenue avec le modèle linéaire due à l'orographie en $t_0 - 5$ jours (a) et en $t_0 + 5$ jours (b). D'après Drobinski et al. (2005b)..

massif africain sur la dépression thermique saharienne, et a montré un excellent accord avec les observations. Cette étude fait l'objet d'une publication à *Geophysical Research Letter* (Drobinski et al., 2005b¹⁵) et s'inscrit clairement dans la préparation du programme AMMA.

¹⁵ Drobinski P., Sultan B., Janicot S., 2005: Role of the Hoggar Massif on the West African Monsoon Onset. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L01705, doi:10.1029/2004GL020710

Chapitre 2

Écoulements thermiques

La distribution spatiale des sources et des puits de chaleur en surface provoque des modifications importantes de l'écoulement atmosphérique de basses couches à toutes les échelles spatiales. Ainsi la répartition des continents et des océans affecte la circulation à l'échelle planétaire et le phénomène de mousson en est un exemple. A méso-échelle, les contrastes de température et de flux de chaleur sensible et latente en basses couches peuvent constituer une importante source d'énergie au déclenchement de phénomènes variés tels que:

- la formation de cyclogénèses côtières et la modulation de l'intensité des cyclones tropicaux
- la formation et le maintien de lignes de grains
- la perturbation d'un écoulement au dessus d'une tâche chaude
- la génération de frontogénèses et de circulations secondaires associées dans la couche limite atmosphérique marine
- la génération de brises

Ces circulations jouent un rôle majeur dans le transport de matière et d'énergie dans les basses couches de l'atmosphère. Mes premières études ont porté sur les brises de pente durant la campagne MAP et leur relation avec la mise en place du föhn (Drobinski et al., 2003b).

Néanmoins, une grande part des études des circulations thermiques ont été conduites durant la campagne ESCOMPTE qui s'est déroulée en juin-juillet 2001. Le programme ESCOMPTE vise à étudier les processus dynamiques et chimiques qui conduisent aux niveaux de pollution photochimique observés à l'échelle régionale dans la région de Fos-Berre/Marseille (Cros et al., 2004; Mestayer et al., 2005) (figure 1.23). Les conditions favorables aux épisodes de pollution dans la région sont celles d'un écoulement synoptique faible, avec le développement de circulations de brises côtières induites par les contrastes de température et de flux de chaleur sensible et latente dans les basses couches. Dans la mesure où les émissions, industrielles et urbaines, sont localisées dans des zones proches de la côte, ces circulations vont jouer un rôle majeur dans le transport et la redistribution de ces émissions à l'échelle de quelques dizaines de kilomètres. Si le vent au-dessus de la cellule de brise reste faible dans ce type de situation, on peut en revanche trouver des écoulements de basse couche de l'ordre de 7 à 8 m s⁻¹, avec un cycle diurne très marqué

(allant jusqu'au renversement brise de terre/brise de mer), et des emprises de plusieurs dizaines de kilomètres de part et d'autre de la ligne de côte. Ce régime simplifié de circulations de brise est fortement perturbé par les conditions locales complexes, telles que les courbures de la côte, la présence d'étangs (Berre en particulier), les reliefs importants de la région et, à une échelle plus locale, les particularités de la couche limite urbaine qui se développe au-dessus de l'agglomération marseillaise.

Ces travaux ont en large partie été effectués dans le cadre de la thèse de Sophie Bastin que j'ai dirigée et qui a été soutenue avec honneur en novembre 2004. Ces travaux ont combiné observations et simulations avec le modèle Méso-NH dont la maîtrise a été acquise par Sophie Bastin durant sa thèse. L'ensemble de ces travaux ont donné lieu à la publication ou soumission de 7 articles (dont 1 en premier auteur).

2.1 Brise terre-mer en région côtière

Principaux collaborateurs : S. Bastin, J.L. Caccia, B. Campistron, A. Dabas, P. Delville, V. Guénard, A. Lemonsu, V. Masson, O. Reitebuch, C. Werner

2.1.1 Dynamique de la brise

Propagation du front de brise Un des enjeux fondamentaux pour comprendre la brise et les mécanismes de transport associés, est de comprendre la dynamique associée à la propagation du front de brise. Le front de brise est le lieu du gradient horizontal de température et de vent maximum. C'est l'endroit où la turbulence et les mouvements ascendants sont importants. En matière de pollution, c'est derrière le front que la concentration en polluants est maximum mais c'est aussi le lieu où l'export vers la troposphère est maximum. En matière de convection, c'est au niveau du front qu'elle est susceptible d'être la plus intense. La température et le vent de surface le 25 juin 2001 montrent la mise en place de la brise de mer et la propagation du front à l'intérieur des terres (figure 2.1). La position du front est indiquée par une ligne pointillée en trait gras sur cette figure. Cette position coïncide avec une transition entre un vent de surface de direction sud et un vent de surface de direction nord ainsi qu'à un changement de signe du gradient horizontal de température dans la direction méridienne. Entre 0800 et 1600 TU, l'intensité augmente, passant d'une valeur de 2-3 m s⁻¹ à 5 m s⁻¹, et la cellule de brise s'étend de plus en plus à l'intérieur des terres jusqu'à atteindre 100 km dans la vallée du Rhône. Le front de brise marque la limite maximale de pénétration de la brise. L'étude de sa structure est importante d'un point de vue de l'advection des masses d'air et de leur mélange. Dans cette étude, nous avons montré à l'aide des diagnostics de l'énergie cinétique turbulente (ECT) e ($e = \frac{1}{2}(u'_i)^2$, où u'_i est la composante turbulente i du vent) de Méso-NH que le développement de la brise et du front se fait en deux étapes:

- la circulation de brise est initialement pilotée par le chauffage différentiel mer/terre: à ce moment, la frontogénèse est inhibé par la convection.

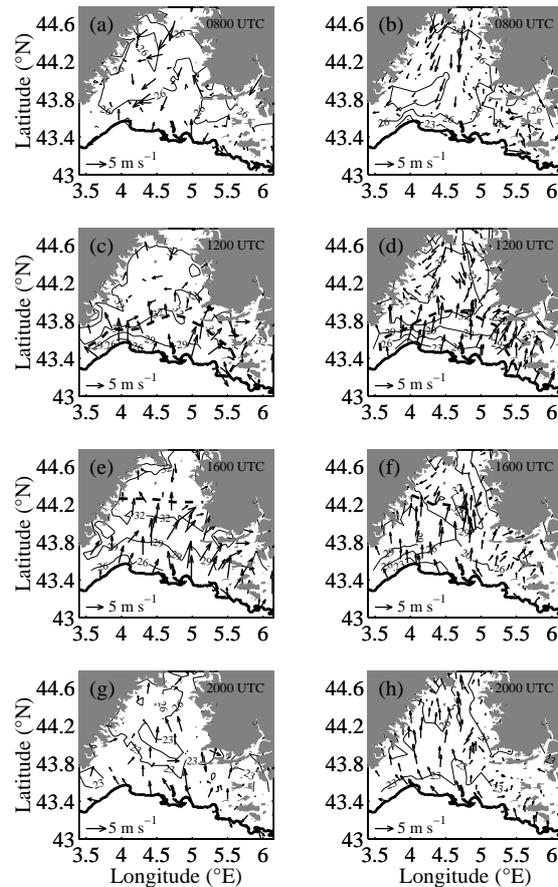


FIG. 2.1 – Champ de vent et de température en surface obtenu à partir des stations météorologiques de surface (colonne de gauche) et d’une simulation Meso-NH (colonne de droite) le 25 juin 2001 à 0800 (a et b), 1200 (c et d), 1600 (e et f) et 2000 TU (g et h). Les flèches indiquent la direction du vent et leur taille est proportionnelle à l’intensité du vent. Les isothermes sont représentées en trait plein avec un intervalle de 2°C . La ligne pointillée en gras indique la position du front de brise et la ligne en trait plein gras correspond à la ligne de côte. D’après Bastin et Drobinski, en révision).

- ensuite, la circulation de brise se renforce par le renforcement du gradient thermique induisant à son tour un renforcement du gradient horizontal du vent. Il y a rétro-action non-linéaire positive de la circulation sur elle-même (équation de frontogénèse). Le renforcement du gradient du vent horizontal renforce la frontogénèse et par conservation de la masse, il y a renforcement des mouvements ascendants au niveau du front qui contribue à des échanges importants de la CLA vers la troposphère libre, en partie compensé derrière le front par de l’entraînement d’air troposphérique dans la CLA.

La figure 2.2 montre une comparaison entre la distance de propagation du front par rapport à la côte déduite des mesures des stations opérationnelles de surface et la position du front simulée par Meso-NH le long de la section A-B de la figure 1.23. Il existe un bon accord entre la position déduite de la simulation et celle déduite des données entre 1000 et 1800 TU, avec un écart maximum de 8 km avant 1700 TU, et un biais de 10 et 20 km à 1800 et 1900 TU,

respectivement. La vitesse de propagation de la brise est presque constante et égale à 1.6 m s^{-1} en accord avec de précédentes études (Bechtold et al., 1991; Simpson, 1994).

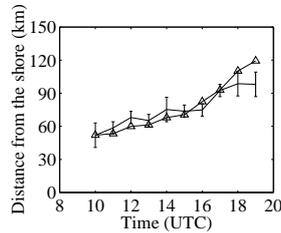


FIG. 2.2 – Position du front de brise en fonction du temps, extraite des mesures des stations de surface (trait plein avec les barres d'erreur) et des sorties du modèle (triangles). D'après Bastin et Drobinski (en révision).

On trouve généralement à l'avant de la circulation de brise une zone frontale typique, c'est-à-dire que, bien que le mélange soit important, une ligne de séparation marquée est maintenue entre l'écoulement de brise et l'air environnant. Pour aborder la question de la structure du front de brise et du mélange qui lui est associé, l'ECT, et les termes permettant d'en faire son bilan ont été diagnostiqués à partir des sorties de la simulation, afin de mieux appréhender les termes dominants au niveau du front. La figure 2.3 montre une coupe verticale dans l'axe de la vallée du Rhône de la circulation méridienne, de l'ECT et de la température potentielle superposées à 0800, 1000, 1200, 1400, 1600, 1800 et 2000 TU le 25 juin 2001 le long de la section A-B de la figure 1.23. A 0800 TU (figure 2.3a), on peut noter la présence d'un vent de nord soufflant dans toute la vallée du Nord marquant l'absence de brise de mer à cette heure-ci. La CLA est stable comme le montrent les isentropes et il n'existe pas de gradient horizontal de température marqué. L'ECT prend des valeurs élevées jusqu'à 0.4 km au dessus du continent du fait du cisaillement vertical du vent et de l'activité convective en développement. A 1000 TU (figure 2.3b), un faible gradient horizontal de température se forme près de la surface, provoquant la mise en place de la brise de mer soufflant du sud jusqu'à environ 30 km à l'intérieur des terres (la ligne de côte est située à 43.5°N), localisation du front de brise. L'ECT est importante jusqu'à 0.5 km dans la CLA au dessus du continent et avant l'arrivée de la brise. A 1200 TU (figure 2.3c), le gradient horizontal de température augmente et le front de brise atteint 43.99°N . Néanmoins, le vent est faible (inférieur à 4 m s^{-1}) et aucun mouvement ascendant marqué n'est visible au niveau du front de brise. L'ECT continue de croître au dessus du continent dans une CLA d'épaisseur 1 km. A 1400 TU (figure 2.3d), un maximum de vent vertical d'environ 0.9 m s^{-1} est visible à environ 0.8 km d'altitude et localisé à 44.1°N . A cette heure, la vitesse de la brise (environ $6-7 \text{ m s}^{-1}$) est plus rapide que la vitesse du front (1.1 m s^{-1} , voir figure 2.2). Donc, quand la brise atteint le front, il en résulte de la convergence qui se manifeste sous forme de mouvements ascendants intenses (Reible *et al.*, 1993). Une "tête de brise" caractéristique des courants de gravité se forme au niveau du front et dont l'extension verticale est plus grande que la brise en amont. Cette "tête" est une zone de forte turbulence et de mélange intense (associé parfois à du déferlement d'ondes) comme le montre les valeurs élevées d'ÉCT ($1.4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) jusqu'à environ 1.2 km d'altitude. Après 1400 TU (figure 2.3e à 1600 TU et figure 2.3f à 1800 TU), les mouvements ascendants sont moins intenses et leur extension verticale plus faible. L'ECT décroît progressivement près de la surface, i.e. d'un maximum d'environ $1.4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ à 1400 TU à environ $0.3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ à 1800 TU, mais décroît rapidement quelques dizaines de mètres au dessus du sol. A 2000 TU (figure 2.3g), l'écoulement synoptique de sud se met en place progressivement et l'ECT continue de décroître en demeurant confinée très près de la surface.

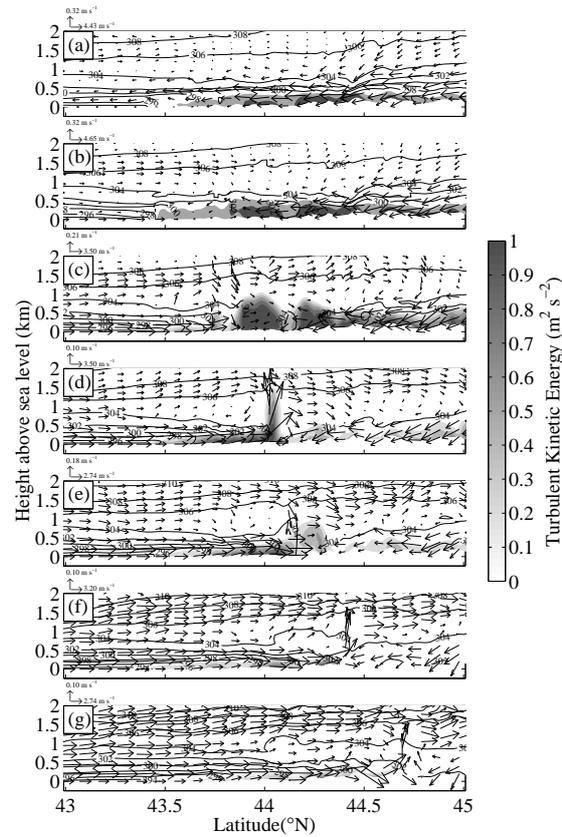


FIG. 2.3 – Coupe verticale dans l'axe de la vallée du Rhône des composantes $v_H - w$ [w étant la composante verticale et v_H la projection du vent horizontal sur la ligne de coupe (en l'occurrence, sur cette figure, v_H correspond à la composante méridienne v)] avec les isocontours de l'énergie cinétique turbulente (turbulent kinetic energy ou TKE en anglais) superposés à 0800 (a), 1000 (b), 1200 (c), 1400 (d), 1600 (e), 1800 (f) et 2000 TU (g) le 25 juin 2001 le long de la section A-B de la figure 1.23. D'après Bastin et Drobinski (en révision).

Pour bien comprendre, la variation dans le temps de l'ECT, nous avons étudié les différents termes de l'équation d'évolution de l'ECT qui s'écrit:

$$\underbrace{\frac{\partial e}{\partial t}}_{\text{EV}} = \underbrace{-\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho_r \overline{u_k e})}_{\text{TT}} - \underbrace{\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_k p})}_{\text{TP}} - \underbrace{\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_k}}_{\text{PC}} + \underbrace{\frac{g}{\theta_{v,r}} \delta_{i3} \overline{u'_i \theta'_v}}_{\text{PF}} - \underbrace{\varepsilon}_{\text{DI}}$$

où u_i est la composante i du vent, le prime ($'$) est utilisé pour les composantes turbulentes, θ_v est la température potentielle virtuelle, $\theta_{v,r}$ et ρ_r sont, respectivement, les température et densité de référence. EV est le terme d'évolution, TT le terme de transport turbulent, TP, le terme de transport par la pression, PC le terme de production par cisaillement, PF le terme de production par flottabilité et DI le terme de dissipation. Ici, l'évolution et les termes de transport sont négligeables. La figure 2.4 montre des profils verticaux de PC (trait plein) et PF (trait tireté) au niveau du front de brise à différents instants: 1000, 1200, 1400, 1600, 1800 et 2000 TU (à 0800 TU, la brise de mer n'est pas encore en place). A 1000 et 1200 TU (figures 2.3a et b), la PF est importante sur une épaisseur d'environ 0.5 km et 0.8 km, respectivement, qui correspond au sommet de la brise, où la PF devient négative du fait de l'entraînement de l'air troposphérique dans la brise de mer. Les mouvements convectifs sont gouvernés par des flux de

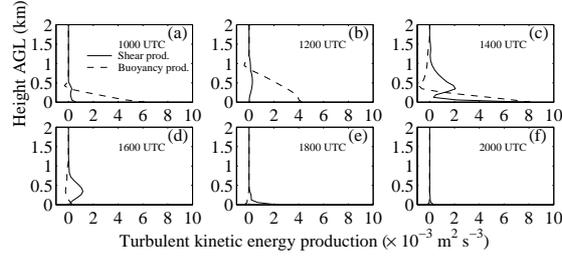


FIG. 2.4 – Profils verticaux de la production par cisaillement (trait plein) et par flottabilité (trait tiré) d’ECT au niveau du front de brise à 1000 (a), 1200 (b), 1400 (c), 1600 (d), 1800 (e) et 2000 TU (f) le 25 juin 2001 le long de la section A-B de la figure 1.23 aux latitudes 43.7°N , 43.99°N , 44.01°N , 44.21°N , 44.38°N et 44.68°N , respectivement. A 0800 TU, la brise de mer n’est pas encore en place. D’après Bastin et Drobinski (en révision).

flottabilité importants entre la surface et le sommet de la CLA (environ 0.8 km) qui engendrent de la turbulence qui tend à réduire les gradients horizontaux de densité et dont à s’opposer à la frontogénèse (figures 2.3b et c). La période durant laquelle la turbulence s’oppose à la frontogénèse correspond à la période de propagation plus lente du front de brise (entre 1000 et 1400 TU, voir figure 2.2). C’est cohérent avec Briere (1987) qui explique cette plus lente propagation en milieu de journée et qui conclut que le mélange turbulent agit comme un frein à la pénétration en terre de la brise. A 1400 TU (figure 2.3c), la brise de mer se renforce. Entre la surface et 0.2 km, le cisaillement vertical de vent horizontal augmente induisant une importante PC. Néanmoins, entre la surface et 0.2 km, la PF domine et la PF comme la PC contribuent à atténuer le gradient de densité au niveau du front de brise. Au dessus de 0.2 km, un deuxième maximum de PC apparaît à environ 0.4 km. A cette altitude, la PF est presque nulle et la PC est principalement due au fort gradient horizontal de vent horizontal induit par l’écoulement de nord dans la vallée du Rhône. En absence de PF, la frontogénèse est rendue possible par la convergence du vent horizontal (figure 2.3d). Un front de brise bien marqué est donc créé à environ 0.4 km associé à un fort gradient horizontal de température et de vent. Le développement frontal et l’accélération de la propagation du front résultent de la réduction du mélange turbulent (figure 2.2). Au dessus de 0.4 km, la PF négative est associée au processus d’entraînement. A 1600 TU (figure 2.3d), la convection diminue avec l’insolation. La PF est très légèrement positive près de la surface ($0.3 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$). Du fait du faible mélange convectif près de la surface, la PC reste élevée ($\simeq 2 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$) due à diminution de la rugosité thermique et de fait à l’accroissement de la convergence horizontale du vent horizontal. A 1800 TU (figure 2.3e), la convection cesse et la PF près de la surface devient négative. La situation devient similaire à un jet nocturne de basse couche avec un fort cisaillement vertical de vent horizontal, renforcé par le cisaillement horizontal de vent horizontal. La PC reste donc élevée près de la surface ($\simeq 2 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$). Cependant, l’affaiblissement du flux de brise et du flux de nord dans la vallée du Rhône explique l’absence de mouvements verticaux significatifs au niveau du front de brise, et l’absence de front bien marqué (figure 2.3c). A 2000 TU, le flux de nord dans la vallée du Rhône commence à virer en secteur sud qui se termine le 26 June 2001 dans la nuit. En absence de convergence, la production d’ECT au niveau du front de brise décroît significativement près de la surface et aucune zone frontale n’est désormais visible (figure 2.3d).

Les conclusions de cette étude, en révision au *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* (Bastin et Drobinski, en révision¹), en terme de développement et progression du front, ont pu être généralisées qualitativement à d'autres situations de brise (l'aspect quantitatif est très dépendant du cas d'étude).

Canalisation de la brise par les vallées L'objectif de cette étude est d'examiner l'impact des vallées du Rhône et de la Durance sur la dynamique de la brise sous l'influence de situations synoptiques différentes. Ces travaux ont été publiés dans l'édition spéciale ESCOMPTE à *Atmospheric Research* (Bastin et al., 2005a²). Les deux vallées ont une orientation nord-sud correspondant à l'axe principal de la circulation de brise, ce qui permet à celle-ci de s'y engouffrer facilement (figure 1.23). L'idée est donc d'utiliser un paramètre simple, déduit des équations du mouvement, pour voir si ces vallées ont un effet de canalisation de la brise du fait de la constriction latérale et si oui, quel est son influence sur les caractéristiques de la brise.

Les équations du mouvement pour un écoulement non stationnaire, non linéaire et bidimensionnel (dans l'axe de la vallée) et utilisant la K-théorie pour modéliser la turbulence à petite échelle s'écrivent:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + K \nabla^2 u \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + K \nabla^2 v \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

L'analyse oriente l'axe des abscisses x dans la direction perpendiculaire à l'axe de la vallée et l'axe des ordonnées y dans l'axe de la vallée. Le système d'équations (2.1) peut être écrit sous sa forme adimensionnée (les variables adimensionnées sont indiquées par l'indice \star):

$$\begin{aligned} R_l \frac{l^2}{L^2} \left[\frac{\partial u_\star}{\partial t_\star} + u_\star \frac{\partial u_\star}{\partial x_\star} + v_\star \frac{\partial u_\star}{\partial y_\star} - \frac{L}{l} \frac{1}{Re} \nabla_\star^2 u_\star \right] - v_\star &= -\frac{\partial p_\star}{\partial x_\star} \\ R_l \left[\frac{\partial v_\star}{\partial t_\star} + u_\star \frac{\partial v_\star}{\partial x_\star} + v_\star \frac{\partial v_\star}{\partial y_\star} - \frac{L}{l} \frac{1}{Re} \nabla_\star^2 v_\star \right] + u_\star &= -\frac{\partial p_\star}{\partial y_\star} \end{aligned} \quad (2.2)$$

avec $(x,y) = (lx_\star, Ly_\star)$, $(u,v) = (Uu_\star, Vv_\star)$ où l , L , U et V sont respectivement les échelles physiques caractéristiques de la largeur et la longueur de la vallée, et du vent transverse et dans l'axe de la vallée. Les valeurs typiques l et L sont respectivement 10 km et 100 km, i.e. $l/L \ll 1$. On choisit comme échelle de temps le temps d'advection horizontale le long de la vallée défini par $t = L/V t_\star$. Pour la pression, on choisit $p = p_s + \rho flV p_\star$ où p_s est la pression hydrostatique pour l'atmosphère au repos et p_\star est la perturbation de la pression adimensionnée. Les paramètres pertinents résultant de l'analyse d'échelle sont le nombre de Rossby le long de l'axe de la vallée $R_l = V/fl$ et dans la direction orthogonale $R_L = R_l l^2/L^2$ ainsi que le nombre de Reynolds $Re = Vl/K_m$ (Overland, 1984). Les premiers termes du côté gauche des équations (2.2) représentent l'écart au géostrophisme. Le terme du côté droit représente la somme (i) du gradient de pression synoptique, (ii) du gradient de pression induit par le gradient de température en surface (brise), (iii) de la perturbation de pression causée par la constriction latérale et (iv) du gradient de pression lié à la pente. Ces équations montrent que si le gradient de

1. Bastin S., Drobinski P.: Sea Breeze Induced Mass Transport over Complex Terrain in Southeastern France: A Case Study. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, en révision.

2. Bastin S., Drobinski P., Dabas A.M., Delville P., Reitebuch O., Werner C., 2005: Impact of the Rhône and Durance Valleys on Sea-Breeze Circulation in the Marseille Area. *Atmos. Res.*, **74**, 303-328.

pression est orienté le long des axes des vallées, i.e. $\partial p_*/\partial y_* \neq 0$, alors si $R_l > 1$, ce gradient est principalement compensé par une accélération agéostrophique du fluide dans la direction de l'axe de la vallée et des vents de vallée en résultent (Overland, 1984). Puisque généralement $l \ll L$, alors $R_L \ll 1$. Ainsi, si le gradient de pression perpendiculaire à l'axe de la vallée $\partial p_*/\partial x_* \neq 0$, alors l'équation (2.2) prévoit un équilibre quasi-géostrophique entre le gradient de pression et le vent dans l'axe de la vallée. L'objectif de cette étude est de déterminer dans quelles situations la canalisation du flux de brise par les vallées du Rhône et de la Durance est effective (i.e. $R_l > 1$).

Dans cette étude, nous avons analysé des situations synoptiques typiques: (i) en présence d'un léger gradient de pression de grande échelle qui génère un flux de nord dans les basses couches dans la vallée du Rhône (dans ESCOMPTE cela correspond aux journées du 21 au 23 juin 2001 et du 25 juin 2001); (ii) en présence d'un vent synoptique de sud (dans ESCOMPTE cela correspond aux journées 26 juin 2001 et du 3 et 4 juillet 2001). Les principaux résultats de cette étude sont:

- lorsque la brise atteint l'entrée de la vallée de la Durance (25 et 26 juin; 3 et 4 juillet), celle-ci modifie la structure de la brise en l'accéléralant par effet de constriction (R_l est toujours supérieur à 1 dans le flux de brise). De la même manière qu'un flux de synoptique de sud agit sur la circulation de brise, la vallée de la Durance contribue à affaiblir le gradient de température le long de la vallée et donc à atténuer la brise. Dans certains cas, la brise est même inhibée par cet effet (gradient de température nul).
- la vallée du Rhône n'a pas d'impact significatif sur la brise. Les 21, 22, 23, 24 et 25 juin, le flux de nord repousse la limite de pénétration de la brise vers la côte, empêchant la constriction latérale d'avoir un effet sur cette circulation (R_l est toujours inférieur à 1 dans le flux de brise). Le 26 juin, et les 3 et 4 juillet, l'association de la brise avec un flux de sud conduit à une intensification du flux résultant ainsi qu'à une pénétration plus importante. Dans ce cas, la constriction latérale peut induire une accéléralation de la brise sur 30 ou 40 km. Si le vent synoptique devient trop fort, la brise est inhibée, comme cela est le cas le 4 juillet.

Les conclusions de cette simple analyse d'échelle ont été renforcées par l'analyse de l'écoulement tri-dimensionnel de la circulation atmosphérique restituée par le lidar Doppler aéroporté WIND et dont les résultats font l'objet d'un article en préparation à *Annales Geophysicae* (Drobinski et al., en préparation³). Les conclusions de ces études ont des implications en terme de qualité de l'air puisque la brise peut advecter des polluants loin dans l'arrière pays, et ces polluants peuvent être incorporés dans le transport de grande échelle.

Brise locale et brise régionale La brise de mer est directement induite par le contraste terre/mer. La journée, le chauffage radiatif permet à la température de l'air situé au-dessus du continent d'augmenter tandis qu'au-dessus de la mer, la température de l'air varie très peu. Le gradient thermique résultant provoque la mise en mouvement de l'atmosphère dans la direction du gradient de température. La forme de la ligne de côte en échelon au niveau de Marseille nous a permis de mettre en évidence l'existence de deux brises de mer à deux échelles de temps et d'espace différentes: la brise "peu profonde" et la brise "profonde" (Bastin et Drobinski, en révision;

3. Drobinski P., Bastin S., Dabas A.M., Delville P., Reitebuch O., Werner C.: Investigation of the Sea-Breeze Circulation in Southeastern France Using an Airborne Doppler Lidar. *Ann. Geophys.*, en préparation.

Lemonsu et al., sous presse⁴). La brise peu profonde est une brise locale qui se met en place tôt le matin et souffle quasiment perpendiculairement à la ligne de côte sur quelques kilomètres et son épaisseur ne dépasse pas 300 m. La brise profonde souffle quasi perpendiculairement au gradient horizontal régional de température (orienté nord-sud dans le sud de la France), et elle s'étire au cours de la journée et s'épaissit en même temps. L'épaisseur de la brise peut alors dépasser 1 km et n'est pas affectée par la forme de la côte à petite échelle. La figure 2.5 montre la direction de vent mesurée au Vallon d'Oï (nord de Marseille) le 25 juin 2001 à 1200 TU par sodar (trait plein) et la sortie Méso-NH correspondante (tiretés). On note bien une structure en deux couches, avec le vent soufflant du sud-ouest près de la surface et qui progressivement tourne de secteur sud/sud-est avec l'altitude. Le modèle montre un excellent accord avec les mesures. Ce comportement est cohérent avec des études antérieures qui ont montré expérimentalement et numériquement que la brise de mer peut être affectée par la forme de la côte (Physick and Byron-Scott, 1977; Gilliam et al., 2004). De la même façon, Banta (1995) a montré expérimentalement l'existence des deux brises "peu profonde" et "profonde" sur la côte californienne, mais la côte ne présentant pas une grande complexité, il a observé que dans l'après midi, la brise "peu profonde" disparaissait dans la brise "profonde". Dans notre cas, la forte irrégularité de la côte a permis de montrer que la brise "peu profonde" persistait durant toute la journée (voir aussi Lemonsu et al., sous presse, pour une mise en évidence expérimentale et numérique pour le 26 juin 2001).

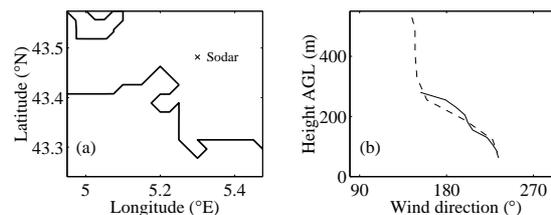


FIG. 2.5 – (a): Ligne de côte près de Marseille. La croix indique la localisation du sodar au Vallon d'Oï (VDO). (b): Profil vertical de la direction du vent le 25 juin 2001 à 1200 TU mesurée par le sodar (trait plein) et simulée par Méso-NH (tiretés). D'après Bastin et Drobinski (en révision).

L'originalité de ces résultats porte donc sur plusieurs points:

- la co-existence des brises "peu profonde" et "profonde" dure toute la journée,
- la forme non-linéaire de la ligne de côte induit des zones de convergence/divergence dans la brise peu profonde. Ces zones de convergence/divergence engendrent des mouvements verticaux qui contribuent aux échanges entre les brises peu profonde et profonde. Particulièrement, au dessus de Marseille, due à la forme en échelon de la côte, il existe une zone de convergence correspondant à des mouvements ascendants pouvant exporter les polluants urbains de la brise peu profonde vers la brise profonde (Lemonsu et al., sous presse),
- la démonstration de la capacité de la modélisation numérique à méso-échelle (ici Méso-NH) à reproduire la dynamique des brises peu profondes et profondes, de l'échelle kilométrique (Bastin et Drobinski, en révision) à l'échelle sub-kilométrique (Lemonsu et al., sous presse). Cette dernière étude conduite par Aude Lemonsu et en coopération avec Sophie Bastin et Valéry Masson, combinant simulation à très haute résolution (250 m) et données de vent

4. Lemonsu A. Bastin S., Masson V., Drobinski P.: Stratification of the Urban Boundary Layer of Marseille under Sea Breeze Condition. *Boundary-Layer Meteorol.*, sous presse.

issues du lidar Doppler sol (LVT) à résolution spatiale similaire (250 m), est une approche originale et innovante pour la validation de simulations de mouvements atmosphériques de faible intensité (inférieure à 5 m s^{-1}).

2.1.2 Brise et Mistral

Mise en place de la brise Quand la brise se combine avec le Mistral, le développement de la brise est fondamentalement modifié dans la région de Marseille. En général, le Mistral et la brise ne coexistent pas. Cependant, nous avons montré que la faible intensité du Mistral permet à la brise de mer de se mettre en place le long des côtes et que les deux écoulements de directions opposées interagissent. De ce fait, la mise en place de la brise se fait plus tardivement et de manière inhomogène car l’alternance de jets et de zones déventées dans le sillage des Alpes et du Massif Central crée des conditions plus ou moins favorables au développement de la brise le long des côtes. Dans un article en révision au *Monthly Weather Review* (Bastin et al., en révision⁵), nous avons montré que les raisons de la mise en place inhomogène de la brise sont en grande partie due aux conditions amont au Massif Central et Alpes comme discutées dans la section 1.2. La figure 2.6 montre l’évolution temporelle du champ de vent et de température de surface dans la vallée du Rhône le 22 juin 2001. L’analyse des conditions amont au Massif Central et aux Alpes et de la structure de l’écoulement en aval a montré que:

- à l’ouest du domaine, la brise se met en place dans la matinée (vers 1000 TU). Le Massif Central induit une zone de recirculation à cet endroit du fait de la structure amont du Mistral, favorisant le développement de la brise. Au cours de la journée, les conditions en amont de l’écoulement évoluent, permettant le renforcement du Mistral sous le vent du massif (on passe progressivement du régime IIb au régime IIa de la classification de Schär et Smith (1993), voir section 1.2). Cela se traduit d’abord par une intensification de la brise et une stagnation de sa pénétration, ce qui est en accord avec l’étude d’Arritt (1993). Puis l’écoulement devient trop fort, inhibant la brise. A 1700 TU, aucune circulation de brise n’est visible de ce côté du domaine investigué. Au contraire, on voit même une accélération du Mistral quand il arrive en mer, due à un changement de rugosité en surface entre la terre et la mer;
- dans la vallée du Rhône, l’écoulement de Mistral passe d’un régime sous-critique à un régime supercritique au niveau de la zone de constriction maximale de la vallée comme cela est prédit par la théorie hydraulique utilisée par Pettré (1982). A 1100 TU, le Mistral reste en régime supercritique tout le long de la vallée et l’advection d’air froid et l’intensité du flux de nord empêchent la brise de se mettre en place. Le fait que le Mistral reste en régime super critique semble résulter de sa canalisation induite par le sillage derrière la partie nord du Massif Central qui agit comme une barrière latérale empêchant le flux de Mistral de s’évaser. A 1700 TU, le sillage au nord du Massif Central est beaucoup plus faible, permettant à l’écoulement lorsqu’il sort de la zone de constriction maximale de la vallée de se répandre aussi dans la zone ouest. De plus, près des côtes, la brise de mer s’est mise en place dans le courant de l’après-midi, le gradient thermique ayant atteint une importance suffisante pour créer cette circulation locale contre le Mistral. De ce fait, le Mistral ressent ce

5. Bastin S., Drobinski P., Guénard V., Caccia. J-L., Campistron B., Dabas A.M., Delville P., Reitebuch O., Werner C.: On the Interaction between Sea Breeze and Summer Mistral at the Exit of the Rhône Valley. *Mon. Wea. Rev.*, en révision

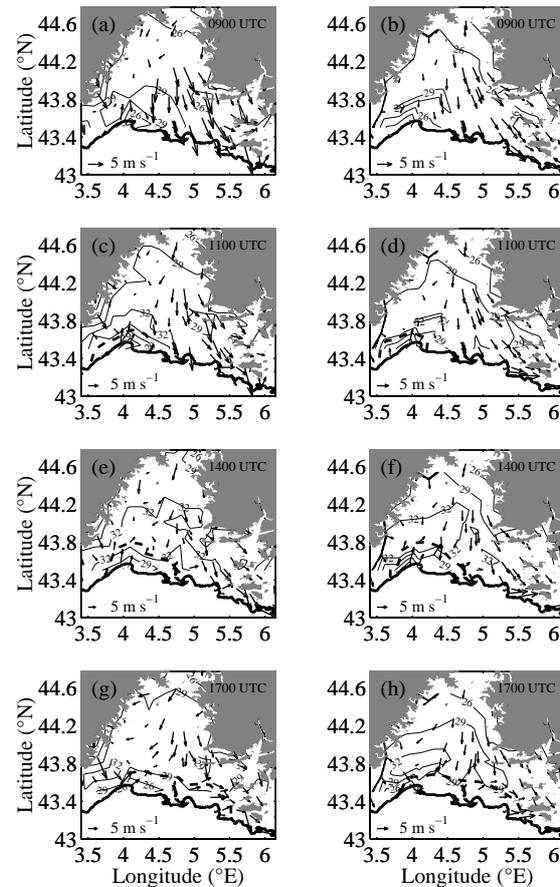


FIG. 2.6 – Champ de vent et de température en surface obtenu à partir des stations météorologiques de surface (colonne de gauche) et d’une simulation Méso-NH (colonne de droite) le 25 juin 2001 à 0900 (a et b), 1100 (c et d), 1400 (e et f) et 1700 TU (g et h). Les flèches indiquent la direction du vent et leur taille est proportionnelle à l’intensité du vent. Les isothermes sont représentées en trait plein avec un intervalle de 3°C . La ligne pointillée en gras indique la position du front de brise et la ligne en trait plein gras correspond à la ligne de côte. D’après Bastin et al., en révision).

contre-courant et, le ressaut hydraulique observé vers 44.3°N est probablement renforcé par la présence de la brise. L’écoulement repasse alors en régime sous-critique. Il s’agit bien ici d’un ressaut lié à la canalisation de l’écoulement et le mécanisme de sillage n’intervient pas ici. En effet, le Mistral reste collé à la paroi des Alpes au moment du ressaut, contrairement au cas du 28 juin 2001 (section 1.2). Le décollement de paroi se produit plus loin (longitude 6°E). Avant, la brise agit comme une barrière latérale qui contribue à canaliser le Mistral entre la brise et les Alpes (on voit une nette accélération du Mistral à ce niveau) et qui empêche le décollement de paroi. De plus, la situation synoptique du 22 juin 2001 favorise un enroulement de l’écoulement autour des Alpes par rapport à la situation du 28 juin 2001. L’accélération du Mistral et la topographie plus élevée aux alentours d’Aix en Provence n’est pas favorable à la pénétration de la brise qui reste cantonnée aux abords de Marseille;

- à l’est du domaine, le décollement de paroi se produit, induisant une zone de recirculation sous le vent des Alpes. Ce décollement était prédit par la théorie de Schär et Smith

(1993) compte-tenu des conditions en amont des Alpes qui place l'écoulement dans leur régime III, c'est-à-dire que l'écoulement de surface ne peut pas passer par-dessus l'obstacle, le contourne jusqu'à ce qu'un décollement de paroi se produise induisant une zone de recirculation.

Cette description permet de mettre en évidence l'extrême variabilité spatiale de la circulation de brise du fait de l'existence du Mistral qui perturbe la mise en place de la brise puisqu'elle apparaît beaucoup plus tardivement le 22 juin 2001 que le 25 juin 2001 (cas de brise quasi-pure) à Marseille. De plus, sa pénétration horizontale est plus faible, ne dépassant pas la latitude 43.9°N le 22 juin 2001 contre 44.4°N le 25 juin 2001 et environ 44.6°N le 26 juin 2001. Les différences entre les caractéristiques de la brise le 25 juin 2001 et le 22 juin 2001, où le Mistral a un fort impact, sont résumées dans le tableau 2.1.

Caractéristiques de la brise	Mise en place	Épaisseur	Direction	Vitesse	Pénétration
Brise pure	entre 0800 TU et 1000 TU	jusqu'à 1500 m	sud	$\simeq 5 \text{ m s}^{-1}$	$\simeq 100 \text{ km}$
Brise + Mistral	à partir de 1500 TU	< 1000 m	ouest/ sud-ouest	$\simeq 5 \text{ m s}^{-1}$	< 50 km

TAB. 2.1 – *Influence du Mistral sur les caractéristiques de la brise à Marseille.*

La faible pénétration de la brise et le caractère très instationnaire de la circulation atmosphérique rendent ces situations difficiles à prévoir malgré l'impact notable que cela a sur la qualité de l'air à proximité des sources d'émission que sont Marseille et Fos-Berre puisqu'en moyenne la concentration en ozone au niveau de Marseille atteint $120 \mu\text{g m}^{-3}$ au lieu de $80 \mu\text{g m}^{-3}$ par Mistral ou brise seuls. En effet,

- dans le cas de la combinaison brise/Mistral, la faible pénétration du front de brise induit une stagnation des polluants dans les zones d'émissions (Marseille, Fos-Berre) derrière le front de brise. Dans ces cas, le seuil d'alerte de pollution à l'ozone a été dépassé à Marseille.
- dans le cas de brises "classiques" (i.e. en absence de Mistral), la pollution est advectée loin des sources dans l'arrière pays où le maximum de concentration est mesuré derrière le front de brise. A Marseille, la concentration en ozone est proche de la pollution de fond.
- dans le cas de Mistral, la pollution est advectée loin des sources au dessus de la mer Méditerranée. A Marseille, la concentration en ozone est proche de la pollution de fond.

Variabilité de la vapeur d'eau atmosphérique à Marseille Les relations entre les circulations thermiques et la variabilité de la vapeur d'eau dans la CLA sont complexes car les sources et les puits de vapeur d'eau atmosphérique sont multiples. Les études actuelles menées par la communauté scientifique internationale montrent que d'importants efforts doivent être faits pour améliorer la prévision et la compréhension de la variabilité de la vapeur d'eau atmosphérique, en particulier pour mieux localiser spatialement et temporellement le déclenchement de phénomènes précipitants. Ces enjeux ont conduit au développement récent de plusieurs techniques de mesure par télédétection de la vapeur d'eau (e.g. lidars et GPS). Pendant la phase de terrain d'ES-COMPTÉ, un réseau de récepteurs GPS (Champollion et al., 2005) a été déployé afin de restituer le champs de vapeur d'eau à l'échelle locale. Le réseau GPS a été utilisé à la fois comme

un profileur (concentration en vapeur d'eau résolue dans l'espace) en utilisant la technique de tomographie, et comme un imageur (vapeur d'eau intégrée sur la colonne atmosphérique). En combinant observations GPS et simulation numérique Méso-NH, nous avons pu analyser la variabilité de la vapeur d'eau dans la CLA dans le cas de combinaison entre Mistral et brise puisque ces deux écoulements ont des signatures différentes sur la vapeur d'eau. En effet, la brise advecte de l'air humide alors que le Mistral a une origine continentale et est donc plus sec. La figure 2.7 montre les profils verticaux de densité de vapeur d'eau en fonction du temps déduits de la tomographie GPS et de la simulation Méso-NH à Marseille le 22 juin 2001. Elle met clairement en évidence la transition entre Mistral (avant 1200-1500 TU) et brise (après 1500 TU) avec l'arrivée d'une masse d'air humide et épaisse. La figure 2.7 montre aussi une structure en couche assez complexe avec une couche très humide près de la surface surmontée par une couche plus sèche jusqu'à environ 2 km d'altitude. Si le comportement global du modèle est satisfaisant, la comparaison dans les détails montre des différences significatives dont les causes peuvent être multiples (analyses ECMWF, résolution du modèle, occupation des sols, modèle de sol,...). Les résultats

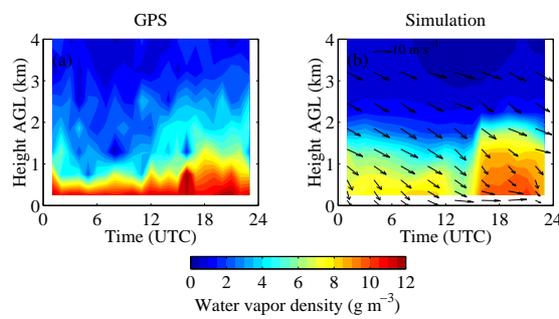


FIG. 2.7 – Profils verticaux de la production par cisaillement (trait plein) et par flottabilité (trait tireté) d'ECT près de la limite horizontale de la brise à 1200 TU (a), 1400 TU (b), 1700 TU (c) et 1900 TU (d). D'après Bastin et al. (2005b).

fondamentaux de cette étude publiée dans *Geophysical Research Letters* (Bastin et al., 2005b⁶) consistent en trois points principaux:

- l'humidité de surface (dans la brise peu profonde) présente une évolution temporelle différente de celle de l'humidité en altitude dans la CLA (dans la brise profonde),
- l'intense activité turbulente au niveau du front de brise engendre des échanges verticaux importants de la CLA vers la troposphère libre ce qui se traduit par une concentration importante en vapeur d'eau jusqu'à 500 m au dessus de la brise, dans la troposphère libre. Ces résultats confirment les résultats numériques obtenus dans Bastin et Drobinski (en révision).
- la tomographie GPS permettant de restituer à haute résolution temporelle les profils verticaux d'humidité, est une technique novatrice pour valider l'humidité restituée par les modèles numériques.

6. Bastin S., Champollion C., Bock O., Drobinski P., Masson F., 2005: On the Use of GPS Tomography to Investigate the Water Vapor Variability During a Mistral/Sea-Breeze Event in Southeastern France. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L05808, doi:10.1029/2004GL021907

2.2 Brise de pente et brise de mer

Principaux collaborateurs : S. Bastin

Le mécanisme à l'origine des vents katabatiques (vents nocturnes descendant les pentes d'un relief) ou anabatiques (vents diurnes remontant les pentes d'un relief) sont bien connus. La nuit, l'air proche de la surface est plus froid que l'air libre à la même altitude du fait du refroidissement radiatif de la surface de la pente. Ce gradient horizontal de température induit une circulation thermique descendante le long de la pente. Lorsque l'air accélère en descendant la pente, il se réchauffe adiabatiquement, ce qui résulte en un gradient de pression inverse à celui qui engendre la descente de l'air. L'écoulement est alors ralenti, ce qui diminue la friction au niveau de la surface et le refroidissement radiatif augmente de nouveau le gradient de pression puis le cycle se répète. Ce cycle engendre une oscillation du vent et de la température dans l'écoulement katabatique. Ce mécanisme d'oscillation nocturne largement observé expérimentalement (Heywood, 1933, Tyson, 1968, Doran and Horst, 1981; Horst and Doran, 1986; 1988; Helmis and Papadopoulos, 1996) et numériquement (Schumann, 1990) a été expliqué pour la première fois par Fleagle (1950).

Le jour, le phénomène inverse se produit induisant une circulation thermique ascendante le long de la pente. Néanmoins, aucune observation d'oscillation des écoulements anabatiques n'a été rapportée. En effet, le problème est en pratique plus complexe le jour. Le chauffage diurne engendre des mouvements convectifs qui tendent à inhiber le gradient thermique horizontale entre la surface de la paroi et l'air environnant éloigné de la paroi: en pratique, on ne voit donc pas d'oscillations des vents anabatiques de jour. En revanche, quand un gradient thermique de grande échelle comme celui induisant une circulation de brise de mer existe, le gradient horizontal de température entre la paroi de la pente et l'air environnant, est forcé tout au long de la journée et le mécanisme d'oscillation peut se produire. C'est ce mécanisme que nous avons étudié et dont les résultats ont été publiés dans *Boundary-Layer Meteorology* (Bastin et Drobinski, 2005⁷).

Observations durant ESCOMPTE Durant ESCOMPTE, des oscillations du vent et de la température ont été observées la nuit et la journée sur les reliefs entourant Marseille. La figure 2.8 représente en trait plein la série temporelle des mesures de température, de la direction du vent et de sa vitesse par la station de surface du Vallon d'Ol (nord de Marseille) entre le 24 juin à 2200 TU et le 25 juin 2001 même heure. Le site du Vallon d'Ol est positionné le long d'une faible pente (3°) à quelques kilomètres de la côte (figure 1.23), ce qui en fait un site fortement influencé par les circulations de brise. La direction de la brise et de la ligne de plus grande pente est 240° . La figure 2.8 montre clairement la rotation du vent de presque 180° entre 0600 et 0900 TU, associée avec une augmentation de la température de 7°C . La vitesse du vent croît doucement de 1 à 4 m s^{-1} . Après le lever de soleil, les vents anabatiques et la brise de mer remplacent les vents katabatiques et la brise de terre. Pendant la nuit (2200-0600 TU), la direction du vent est d'environ 70° (direction nord-est, i.e NE) et correspond à la direction de la ligne de plus grande pente et la force du vent et la température oscillent avec une période de 90 minutes. La figure 2.8 montre qu'à La Barben (trait tireté), qui est une zone située à 30 km du Vallon d'Ol où le terrain est relativement plat mais où la brise pénètre, il n'y a pas d'oscillations visibles. La transition entre la nuit et le jour est bien marquée. Pendant la journée, la direction du vent

7. Bastin S., Drobinski P., 2005: Temperature and Wind Velocity Oscillations Along a Gentle Slope During Sea-Breeze Events. *Boundary-Layer Meteorol.*, **114**, 573-594.

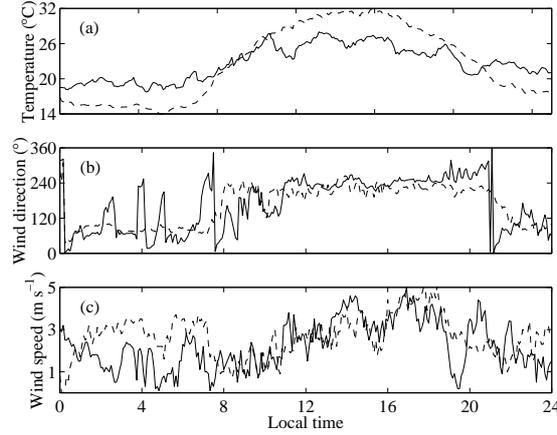


FIG. 2.8 – Evolution temporelle de la température (a), de la direction du vent (b) et de sa vitesse (c) en surface du 24 juin 2001 à 2200 TU au Vallon d’Ol (trait plein) et à La Barben (trait tireté). Les deux lignes pointillées en gras sur le graphe b indiquent la ligne de plus grande pente dans le sens de la montée (240°) et de la descente (50°). D’après Bastin et Drobinski (2005).

est autour de 250°, correspondant à la fois à la direction de la brise et à la ligne de plus grande pente au vallon d’Ol. L’élément remarquable de la figure 2.8 est la présence d’oscillations de la température et de la vitesse du vent pendant la journée. Ces oscillations ont une amplitude et une période d’environ 3 h. De même qu’au cours de la nuit, aucune oscillation n’est visible à La Barben. Cela corrobore le fait que les oscillations observées au Vallon d’Ol sont le résultat de l’interaction entre le flux de brise et la pente puisque le terrain est plat à La Barben.

Développement théorique Le processus dynamique qui est suggéré ici explique le caractère oscillatoire du vent de pente ascendant de la manière suivante: l’advection d’air froid par le flux de brise impose un gradient de température méso-échelle qui force la baroclinicité de l’atmosphère. Ce gradient de température est maintenu toute la journée. La figure 2.9 schématise l’orientation des isentropes lorsque l’atmosphère est stratifiée (figure 2.9a), la manière dont ces isentropes sont modifiées près de la surface par la présence de la pente (figure 2.9b), et comment le gradient de température induit par la brise se superpose pour modifier l’orientation des isentropes (figure 2.9c). Le mécanisme des oscillations observées la journée est alors tout à fait similaire à celui des variations à basse fréquence des vents katabatiques: (i) l’inclinaison des isentropes permet au flux de brise de monter le long de la pente; (ii) le refroidissement adiabatique dû à l’ascension de l’air ralentit le flux de brise par diminution du gradient de pression qui génère l’ascendance; (iii) le réchauffement radiatif proche de la surface permet au flux d’accélérer de nouveau.

Dans un système de coordonnées qui suit la pente (s, n) (figure 2.9), les équations du mouvement et de la chaleur s’écrivent, dans l’approximation de Boussinesq et en négligeant l’effet de Coriolis:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_*}{\partial t} + u_* \frac{\partial u_*}{\partial s} + w_* \frac{\partial u_*}{\partial n} &= -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial p'}{\partial s} - g \frac{\rho'}{\rho_r} \sin \alpha + F \\ \frac{\partial w_*}{\partial t} + u_* \frac{\partial w_*}{\partial s} + w_* \frac{\partial w_*}{\partial n} &= -\frac{\rho'}{\rho_r} g \cos \alpha - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial p'}{\partial n} \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + u_* \frac{\partial \theta}{\partial s} + w_* \frac{\partial \theta}{\partial n} &= Q \end{cases} \quad (2.3)$$

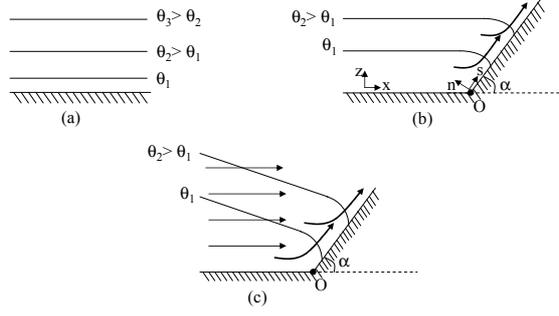


FIG. 2.9 – *Schema des isentropes dans le cas de (a) absence de pente et de gradient de température horizontal, (b) présence d'une pente mais absence de gradient de température horizontal, (c) présence d'une pente et d'un gradient de température horizontal. D'après Bastin et Drobinski (2005).*

où l'indice r indique l'état de référence et le prime dénote une perturbation par rapport à cet état de référence, α est l'angle de la pente par rapport à l'horizontale, et F désigne le terme de friction dans la direction s et on néglige le transport turbulent dans la direction n .

Dans la suite de cette partie, on sépare la température potentielle θ en différentes contributions:

$$\begin{aligned}
 \theta &= \bar{\theta}(x,z,t) + \theta^*(x,z,t) \\
 \theta &= \theta_r + \frac{\partial(\bar{\theta} + \theta^*)}{\partial z}(t)z + \frac{\partial(\bar{\theta} + \theta^*)}{\partial x}(t)x + \theta^* \\
 &= \theta_r + \Gamma(s \sin \alpha + n \cos \alpha) + \frac{\partial(\bar{\theta} + \theta^*)}{\partial x}(s \cos \alpha - n \sin \alpha) \\
 &= \theta_r + \theta'(s,n,t)
 \end{aligned} \tag{2.4}$$

où θ_r est une température potentielle de référence constante, $\bar{\theta}(x,z,t)$ le champ méso-échelle de température potentielle et $\theta^*(x,z,t)$ est la perturbation par rapport au champ méso-échelle due à l'existence du courant de gravité. $\partial\bar{\theta}/\partial x$ est le gradient horizontal de température potentielle lié à l'existence de la brise thermique (qui est supposé spatialement constant, voir figure 2.9). La quantité $\partial\bar{\theta}/\partial z$ est le taux de variation de la température potentielle. Le gradient horizontal de la perturbation de la température et $\Gamma (= \partial\bar{\theta}/\partial z + \partial\theta^*/\partial z)$ sont aussi supposés spatialement constant. $\theta'(n)$ représente la déviation totale de la température potentielle θ par rapport à la valeur de référence.

La pente étant faible, on peut supposer que le fluide est en équilibre hydrostatique dans la direction normale à la pente. Dans le cas d'une circulation peu profonde, on peut montrer que $-\rho'/\rho_r = \theta'/\theta_r$. Pour éliminer le gradient de pression $\partial p'/\partial s$ dans l'équation du mouvement selon la direction s et le remplacer par une expression fonction de la température, l'équation de l'équilibre hydrostatique est intégrée dans la direction n entre une hauteur arbitraire n et une hauteur h qui définit l'épaisseur du vent de pente telle que $p'(h) = 0$. On obtient:

$$-\frac{1}{\rho_r} p'(n) = \frac{g \cos \alpha}{\theta_r} \int_n^h \theta' dn \tag{2.5}$$

En différenciant l'équation (2.5) dans la direction s et en utilisant l'expression de θ (Eq. (2.4)), on peut obtenir une expression pour le gradient de pression dans l'équation qui décrit le vent de

penne:

$$\begin{aligned}
-\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial p'(n)}{\partial s} &= \frac{g \cos \alpha}{\theta_r} \frac{\partial}{\partial s} \int_n^h \theta' dn \\
&= \frac{g \cos \alpha}{\theta_r} \int_n^h \frac{\partial}{\partial s} (\Gamma (s \sin \alpha + n \cos \alpha) + \frac{\partial(\bar{\theta} + \theta^*)}{\partial x} (s \cos \alpha - n \sin \alpha) + \theta^*) dn \\
&= \frac{g \cos \alpha}{\theta_r} (\Gamma \sin \alpha + \frac{\partial(\bar{\theta} + \theta^*)}{\partial x} \cos \alpha) (h - n)
\end{aligned} \quad (2.6)$$

Si on suppose que le flux est uniforme le long de la penne, i.e. $\frac{\partial u_\star}{\partial s} = 0$, on déduit de l'équation de continuité que $w_\star = 0$ et le système d'équations (2.3) s'écrit:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_\star}{\partial t} &= \frac{g \cos \alpha}{\theta_r} (\Gamma \sin \alpha + \frac{\partial(\bar{\theta} + \theta^*)}{\partial x} \cos \alpha) (h - n) + g \frac{\theta'}{\theta_r} \sin \alpha + F \\ \frac{\partial(\theta_r + \theta')}{\partial t} &= -u_\star \frac{\partial \theta'}{\partial s} + Q \end{cases} \quad (2.7)$$

Les équations (2.7) peuvent être moyenn es sur la couche d'épaisseur h . On note V la moyenne de la vitesse u_\star dans la couche h , $\bar{\Theta}$ la moyenne de θ' , \bar{F} la moyenne des forces de friction, \bar{Q} la moyenne du taux de chauffage. On obtient alors le système d'équations différentielles suivant:

$$\begin{cases} \frac{\partial V}{\partial t} &= \frac{h}{2} \frac{g \cos \alpha}{\theta_r} (\Gamma \sin \alpha + \frac{\partial(\bar{\theta} + \theta^*)}{\partial x} \cos \alpha) + \frac{g}{\theta_r} \sin \alpha \bar{\Theta} + \bar{F} \\ \frac{\partial(\bar{\theta}_r + \bar{\Theta})}{\partial t} &= -V (\Gamma \sin \alpha + \frac{\partial(\bar{\theta} + \theta^*)}{\partial x} \cos \alpha) + \bar{Q} \end{cases} \quad (2.8)$$

En combinant et différentiant les équations (2.8), on obtient:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} + \frac{g}{\theta_r} \sin \alpha (\Gamma \sin \alpha + \frac{\partial(\bar{\theta} + \theta^*)}{\partial x} \cos \alpha) V &= \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\theta}_r + \bar{F}) + \bar{Q} \\
&+ \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{h}{2} \frac{g \cos \alpha}{\theta_r} (\Gamma \sin \alpha + \frac{\partial(\bar{\theta} + \theta^*)}{\partial x} \cos \alpha) \right]
\end{aligned} \quad (2.9)$$

Cette équation différentielle est valable à la fois pour les périodes de jour et de nuit. C'est l'équation d'un oscillateur harmonique de pulsation:

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{\theta_r} \sin \alpha (\Gamma \sin \alpha + \frac{\partial(\bar{\theta} + \theta^*)}{\partial x} \cos \alpha)} \quad (2.10)$$

L'ordre de grandeur de $\partial\bar{\theta}/\partial x$ pendant la journée est $0.1^\circ\text{C km}^{-1}$ et ce terme devient plus faible en valeur absolue pendant la nuit, quand la brise s'inverse et laisse place à une brise de terre. Pendant la journée, les gradients horizontal et vertical de la perturbation ($\partial\theta^*/\partial x$ et $\partial\theta^*/\partial z$) deviennent progressivement nuls d  à la convection. Le taux de variation de la température potentielle $\partial\bar{\theta}/\partial z$ est de l'ordre de 10°C km^{-1} pendant la nuit mais il peut être quasiment nul dans la couche limite atmosphérique la journée. Ainsi, au cours de la nuit, la principale contribution aux oscillations provient de la stratification verticale, comme cela a été exposé dans les diverses études numériques et expérimentales. Au cours de la journée, pour de faibles angles de penne α (i.e. $\cos \alpha = O(1)$ et $\sin \alpha = O(\alpha)$), le gradient de température horizontal peut avoir un effet dominant sur les autres termes qui peuvent parfois être négligeable (i.e. $(\frac{\partial\bar{\theta}}{\partial x} \cos \alpha)/(\Gamma \sin \alpha) > O(1)$).

Validation du modèle théorique Pendant la nuit, la stratification verticale est forte et le gradient thermique entre la terre et la mer est faible. Si on supprime le terme associé à la brise thermique dans l'expression de la pulsation, on obtient:

$$\omega = N \sin \alpha \quad (2.11)$$

où $N = \sqrt{g\Gamma/\theta_r}$ est la fréquence de Brunt-Väisälä. L'équation (2.11) montre que la période d'oscillation ($2\pi/\omega$) dépend de la stratification verticale de l'atmosphère et de l'angle de la pente α uniquement. Les mesures faites au Vallon d'Ol pendant toute la campagne sont en bon accord avec cette expression et les variations autour de 60 min sont dues aux variations de la fréquence de Brunt-Väisälä (voir Tableau 2.2).

Date (2001)	Vent		Période (min) obs./Eq. 2.11
	dir. (°)	vit. (m s ⁻¹)	
7-8 juin	E	2	60/-
11-12 juin	E	4	70-90/-
14-15 juin	E	2	70/80
15-16 juin	E	3-4	60/75
19-20 juin	NE	2	60/70
24-25 juin	NE	1	60/70
25-26 juin	E	2	80/90
26-27 juin	NE	2	50/70
29-30 juin	N	4-5	90/90
7-8 juillet	N/NW	4	60/-
9-10 juillet	NE	2	45/-

TAB. 2.2 – Recensement des nuits pour lesquelles les mesures mettent en évidence des oscillations de la température et de la vitesse pendant la campagne ESCOMPTE. Une comparaison est faite entre les mesures et la prédiction théorique donnée par l'équation (2.11). Les abréviations *dir*, *vit* et *obs* correspondent respectivement à 'direction', 'vitesse' et 'observations'. Il n'y a pas de données sodar du 07 au 13 juin 2001 inclus et les données du mois de juillet ne sont pas encore disponibles à cette date, rendant impossible la comparaison pour ces nuits. D'après Bastin et Drobinski (2005).

Pendant la journée, à la fois les gradients horizontal et vertical de la température ont un impact sur la valeur de la période des oscillations (d'après l'équation (2.10)). A partir des données disponibles sur la base de données ESCOMPTE, il n'a pas été possible de déterminer le gradient horizontal total de la température mais uniquement le gradient horizontal méso-échelle (mesuré entre deux stations de surface météorologique positionnée non loin de la ligne de côte en terrain plat). L'impossibilité d'estimer la valeur de $\partial\theta^*/\partial x$ n'est à priori pas un problème majeur puisque pendant la journée, ce terme devient négligeable à cause de la convection et de la turbulence. La comparaison entre les périodes d'oscillations observées pendant la journée et les valeurs théoriques correspondantes et déterminées à partir de l'équation (2.10) qui inclut la contribution du gradient horizontal de température est montrée dans le tableau 2.3 (quand les données du sodar étaient disponibles).

La brise de mer est susceptible d'être modifiée non seulement par les vallées mais aussi par la présence des pentes qui alternent avec le terrain plat avec des échelles variant de 10 à 100 km. Un résultat fondamental de cette étude est d'avoir montré que la journée, l'interaction entre la brise

Date (2001)	Vent dir. (°)	Vent vit. (m s ⁻¹)	Période (min) obs./Eq. 2.10
7 juin	O/SO	6	100/-
13 juin	SO	6	180/-
20 juin	SO	5	120-140/-
23 juin	O/SO	5	180/170
25 juin	O/SO	4	180/170
26 juin	O/SO	4	120/140
8 juillet	SO	7	120/-
13 juillet	SO	5	150/-

TAB. 2.3 – *Idem que le tableau 2.2 pour les oscillations de jour. La comparaison est faite entre les mesures et la prédiction théorique donnée par l'équation (2.10). D'après Bastin et Drobinski (2005).*

de mer et les pentes permet aux vents de pente de se maintenir et de s'intensifier, contrairement aux vents de pente ascendants classiques qui ont tendance à disparaître au cours de la journée. Théoriquement, la journée, le chauffage radiatif près du sol génère de la turbulence et du mélange par convection ce qui réduit voire annule le gradient thermique qui met en mouvement l'air le long de la pente. Ici, la brise de mer permet le maintien des vents thermiques ascendants le long des pentes du fait de l'advection horizontale d'air plus froid qui force la baroclinicité de l'atmosphère. Ce maintien des vents de pente se manifeste par le caractère oscillatoire de la température et de la vitesse du vent observé le long des pentes proches de la côte, qui de plus affecte la ventilation de la pollution le long des pentes comme analysé par Puygrenier et al. (2005) et Bastin et Drobinski (en révision).

Quatrième partie

Investigation expérimentale de la CLA par lidar

Chapitre 1

Lidars Dopplers météorologiques

Principaux collaborateurs: A. Dabas, G. Guérit, B. Augière, J.P. Cariou, R.M. Hardesty, J. Périn, D. Oh, P. Salamitou, P. Delville, P.H. Flamant, J. Pelon

Développer des instrumentations nouvelles répondant aux besoins de la communauté scientifique, tels que les lidars Doppler météorologiques, implique le développement de méthodologies nécessaires pour la restitution des paramètres géophysiques pertinents pour (1) l'analyse des processus dynamiques; (2) la comparaison avec les sorties des modèles météorologiques à méso-échelle. Mon effort de recherche a porté sur (1) la restitution fiable et la précise de la mesure de vent; (2) la restitution du champ de vent tri-dimensionnel permettant de pallier les insuffisances de la mesure in situ (Drobinski et al., 2000a¹); (3) la restitution des paramètres dynamiques turbulents (variance, flux turbulents). Les méthodologies développées ont été utilisées avec le LVT et WIND.

Ce volet de mon travail de recherche correspond en large partie aux travaux que j'ai conduits durant ma thèse au LMD/IPSL, dans le cadre du développement des lidars Doppler météorologiques. Durant mon post-doctorat, j'ai réduit ma contribution directe dans les développements méthodologiques, afin de consacrer mon effort de recherche à l'exploitation géophysique des données du SIRTA ou de campagnes de terrain dans lesquelles les lidars Doppler étaient mis en oeuvre (e.g. MAP en 1999, ESCOMPTE en 2001, VERTIKATOR en 2002 et probablement AMMA en 2006). L'ensemble de mes travaux méthodologiques ont conduit à la publication de 12 articles dont 4 en premier auteur.

1. Drobinski P., Périn J., Dabas A., Flamant P.H., Brown R.A. , 2000: Simulations of the Retrieval of a Two-Dimensional Wave-Like Structure in the Atmospheric Boundary Layer by an Airborne 10.6 μm -Heterodyne Doppler Lidar. *Meteorol. Z.*, **9**, 329-338

1.1 Propagation d'une onde électromagnétique en milieu turbulent

1.1.1 Effet de la turbulence d'indice de réfraction de l'air sur la cohérence de l'onde électromagnétique

L'atmosphère n'est pas un milieu optiquement homogène, elle est le lieu de fluctuations de température, de pression et d'humidité qui engendrent des fluctuations de l'indice de réfraction. Elle s'exprime par le coefficient de structure qui caractérise l'intensité de la turbulence. Il est défini par :

$$D_n(r) = \overline{[n(z) - n(z+r)]^2} = C_n^2 r^{2/3} \quad (1.1)$$

où n est l'indice de l'air. La turbulence de l'indice de réfraction de l'air a un impact sur les performances d'un lidar cohérent à travers la rayon de cohérence transverse du champ électromagnétique rétrodiffusée par les diffuseurs en suspension dans l'atmosphère. La lumière reçue sur la surface du détecteur (S) est rétrodiffusée par un grand nombre de diffuseurs (molécules et aérosols) distribués aléatoirement dans l'espace si bien que les ondes rétrodiffusées s'additionnent aléatoirement sur le détecteur. Il en résulte que la répartition de l'intensité (i.e. tavelures) varie dans le temps pendant un tir lidar mais aussi tir-à-tir. En un point du détecteur, la statistique de l'intensité suit une distribution en exponentielle négative. Quand l'intensité est intégrée sur la surface du détecteur, la statistique du courant électrique i , suit une loi du χ^2 :

$$p(i) = \frac{m_s^{m_s}}{\Gamma(m_s) \langle i \rangle} \frac{i^{m_s-1}}{\langle i \rangle} \exp\left(-m_s \frac{i}{\langle i \rangle}\right) \quad (1.2)$$

$\langle i \rangle$ est la moyenne statistique et m_s le nombre de tavelures. m_s peut être relié à la cohérence spatiale (fonction de cohérence mutuelle) $\mu(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \langle e^*(\mathbf{x})e(\mathbf{y}) \rangle$ de l'onde rétrodiffusée $e(\mathbf{y})$ sur le plan du détecteur (le vecteur \mathbf{x} désigne un point de la surface) par :

$$m_s = \frac{\int_S \mu(\mathbf{x}, \mathbf{x}) W(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \int_S \mu(\mathbf{y}, \mathbf{y}) W(\mathbf{y}) d\mathbf{y}}{\int_S |\mu(\mathbf{x}, \mathbf{y})|^2 W(\mathbf{x}) W(\mathbf{y}) d\mathbf{x} d\mathbf{y}} \quad (1.3)$$

où S est la surface du détecteur et $W(\mathbf{x})$ une fonction de pondération tenant compte d'éventuelles variations du champ quantique. Des relations approchées peuvent être déduites en figeant la géométrie du détecteur et le profil de la fonction de cohérence mutuelle. Dans le cas d'un "instrument Gaussien" (Frehlich et Kavaya, 1991), où la surface du détecteur est supposée infinie et la fonction de cohérence mutuelle de l'onde rétrodiffusée Gaussienne sur le miroir primaire du télescope, la relation entre m_s , S et S_c devient :

$$m_s = 1 + \frac{S}{S_c} \quad (1.4)$$

où $S_c = \iint_S \mu(\mathbf{x}, \mathbf{y}) d\mathbf{x} d\mathbf{y}$ est la surface de cohérence (taille caractéristique d'une tavelure). La surface de cohérence S_c est limitée par la géométrie de l'instrument (taille et divergence du faisceau laser émis, primaire du télescope, distance focale, ...), mais peut diminuer en présence de turbulence d'indice de réfraction de l'air. Pour un "instrument Gaussien", il est possible d'écrire une équation approchée pour S_c :

$$S_c = \frac{\pi \tilde{r}_0^2}{2} \quad (1.5)$$

où \tilde{r}_0 s'appelle le rayon de cohérence transverse relié au rayon $\tilde{\sigma}_B$ (en $1/e$ de l'intensité) du faisceau laser à une distance R de l'émetteur et au rayon de corrélation transverse de la turbulence d'indice ρ_0 par :

$$\frac{1}{\tilde{r}_0^2} = \frac{k^2 \tilde{\sigma}_B^2}{4R^2} + \frac{1}{2\rho_0^2} \quad (1.6)$$

Pour des ondes sphériques et le modèle de Kolmogorov pour les fluctuations d'indice de réfraction, on peut montrer que ρ_0 dépend de C_n^2 par la relation (Tatarskii, 1971):

$$\rho_0 = [Hk^2 \int_0^R C_n^2(z) (1 - \frac{z}{R})^{5/3} dz]^{-3/5} \quad (1.7)$$

où k est le nombre d'onde $2\pi/\lambda$ et $H = 2.91$. Le deuxième terme de l'équation 1.6 prend en compte la dégradation de la cohérence par la turbulence d'indice sur le chemin retour de la lumière. Le rayon $\tilde{\sigma}_B$ du faisceau laser dans le plan de la cible s'écrit alors :

$$\tilde{\sigma}_B^2 = \sigma_B^2 + \frac{2R^2}{k^2 \rho_0^2} \quad (1.8)$$

où σ_B est la taille du faisceau laser dans le plan de la cible en absence de turbulence, et le deuxième terme traduit l'élargissement du faisceau dû à la turbulence d'indice. Les équations 1.6 et 1.8 donnent alors :

$$\frac{1}{\tilde{r}_0^2} = \frac{1}{r_0^2} + \frac{1}{\rho_0^2} \quad (1.9)$$

où r_0 est le rayon de cohérence transverse en absence de turbulence d'indice et le terme à droite traduit les effets cumulatifs de la turbulence d'indice sur les trajets aller-retour.

Les équations 1.6, 1.8 et 1.9 supposent que les effets de la turbulence d'indice sont statistiquement indépendants sur le trajet aller-retour de la lumière, et incluent l'approximation "en puissance 2" qui consiste à approcher la fonction de structure des perturbations de phase du champ optique dues à la turbulence d'indice, par une loi quadratique à la place de la loi en $5/3$ déterminée par la théorie. La configuration instrumentale du lidar cohérent est monostatique, et l'hypothèse que les effets de la turbulence sont indépendants sur le trajet aller-retour est remise en cause. En fait, on suppose que les trajets aller et retour traversent les mêmes structures turbulentes. L'impact de la turbulence sur la cohérence mutuelle d'une onde se propageant vers une cible puis retournant vers le récepteur à travers une turbulence "non figée" (configuration bistatique) et "figée" (configuration monostatique) a fait l'objet dans un article paru à *Applied Optics* (Guérit et al., 2001²) qui prévoit une plus grande cohérence du signal rétrodiffusé, en comparaison avec des effets de la turbulence statistiquement indépendant et qui dérive des relations analytiques empiriques pour le rayon de corrélation transverse ρ_0 en configurations monostatique et bistatique. Un résultat intéressant de notre étude et cohérent avec les travaux de Clifford et Wandzura (1981) qui ont numériquement calculé la fonction de cohérence transverse d'un signal rétrodiffusé par une cible en conditions de turbulence figée et avec une dépendance en $5/3$, est que notre formulation analytique est en accord avec leur résultat en multipliant par 2 la valeur de ρ_0 donnée par l'équation 1.7.

2. Guérit G., Drobinski P., Flamant P.H., Augière B., 2001: Analytical Empirical Expressions of the Transverse Coherence Properties for Monostatic and Bistatic Lidar in Presence of Moderate Atmospheric Refractive Index Turbulence. *Appl. Opt.*, **40**, 4275-4285

1.1.2 Mesure de l'intensité de la turbulence d'indice, et des flux de chaleurs sensibles et latents par lidar cohérent

De la dépendance des performances d'un lidar cohérent à la turbulence d'indice de réfraction, j'ai élaboré une méthode publiée à *Applied Optics* (Drobinski et al., 1999³), reposant sur l'effet de la turbulence sur la longueur de cohérence transverse pour restituer la valeur du coefficient de structure C_n^2 intégré sur un chemin optique de plusieurs kilomètres.

Le nombre de tavelures m_s sur le détecteur peut être mesuré en calculant $m_s = \langle i \rangle^2 / \sigma_i^2$ (c'est la méthode dite IRRV pour Inverse Relative Root Variance) (Ancellet et Menzies, 1987), où σ_i est l'écart-type du courant électrique mesuré. La méthode IRRV est appliquée pour différentes surfaces de détection S_n ($n = 1, \dots, N$) pour obtenir une meilleure représentativité statistique afin d'estimer m_s à partir de l'équation 1.4. D'un point de vue pratique, la taille de la surface de détection est modifiée en plaçant un diaphragme devant le détecteur. Différentes valeurs de $m_s(S_n)$ sont calculées en fonction de S_n . L'étape suivante consiste à approcher l'équation 1.4 des valeurs de $\hat{m}_s(S_n)$, ce qui donne une estimation de S_c :

$$S_c^{-1} = \frac{\sum_{n=1}^N [m_s(S_n) - 1] S_n}{\sum_{n=1}^N S_n^2} \quad (1.10)$$

Le rayon de corrélation ρ_0 est obtenu en inversant (1.9), ce qui nécessite de connaître r_0 à priori. Enfin, la valeur de C_n^2 est estimée à partir de la valeur de ρ_0 en utilisant l'équation (1.7) en supposant la turbulence homogène le long du trajet de propagation du faisceau.

Le tableau 1.1 résume les expériences conduites sur plusieurs jours sur le SIRTA dans des conditions météorologiques différentes. Le tableau montre la liste des différents jours pendant lesquels ont été effectuées des mesures, et compare les valeurs obtenues intégrées sur la durée de chacune des périodes de mesure. L'accord est bon entre les valeurs sur le domaine $\simeq 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ à $\simeq 10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$, avec un biais non significatif de $\simeq 2.2 \times 10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ et une erreur quadratique moyenne de la différence des valeurs de C_n^2 mesurées de $\simeq 1.1 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$. Au dessus de $4 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$, les mesures de C_n^2 par lidar sont fiables avec une précision supérieure à $\simeq 20\%$.

Pour calculer les paramètres de structure C_T^2 , C_Q^2 et C_{TQ} à partir de C_n^2 , nous utilisons la relation $C_n^2 = A_T^2 C_T^2 + 2A_T A_Q C_{TQ} + A_Q^2 C_Q^2$ où A_T et A_Q sont calculées pour chacune des longueurs d'onde par les équations empiriques proposées par Medeiros Filho et al. (1988). Pour calculer les flux surfacique de chaleur sensible, nous utilisons les équations de similitude qui relient les paramètres de structure C_T^2 , C_Q^2 et C_{TQ} aux flux turbulents θ_* et q_* :

$$\frac{C_T^2 z_i^{2/3}}{\theta_*^2} = A \left(\frac{z}{z_i} \right)^{-4/3} ; \quad \frac{C_{TQ} z_i^{2/3}}{\theta_* q_*} = B \left(\frac{z}{z_i} \right)^{-4/3} ; \quad \frac{C_Q^2 z_i^{2/3}}{q_*^2} = C \left(\frac{z}{z_i} \right)^{-4/3} \quad (1.11)$$

où $A \simeq 2,7$, $B \simeq 2$ et $C \simeq 1,5$ sont des constantes (Wyngaard et LeMone, 1980) et z_i est la hauteur de la couche d'inversion. La combinaison des valeurs de C_n^2 aux deux longueurs d'onde $10,6 \mu\text{m}$ et $0,9 \mu\text{m}$ donne accès aux valeurs de C_T^2 et C_Q^2 , en supposant $C_{TQ} \simeq C_T C_Q$, d'où on déduit les flux turbulents surfaciques de chaleur spécifique et latente (tableau 1.2).

3. Drobinski P., Dabas A., Delville P., Flamant P.H., Pelon J., Hardesty R.M., 1999 : Refractive Index Structure Parameter in the Planetary Boundary Layer : A Comparison of Measurements Taken by a 10.6 m Coherent Lidar, a 0.9 m Scintillometer and In Situ Sensors. *Appl. Opt.*, **38**, 1648 1656

Date (1997)	Heure (TU)	Flux visible (W m ⁻²)	C _n ² optique		C _n ² in situ	
			Lidar (10 ⁻¹⁴ m ^{-2/3})	Scintillomètre (10 ⁻¹⁴ m ^{-2/3})	(0.9 μm) (10 ⁻¹⁴ m ^{-2/3})	(10.6 μm) (10 ⁻¹⁴ m ^{-2/3})
21 avril	1236-1448	≈ 480	7.5 (±0.4)	6.1 (±0.6)	—	—
22 avril	1254-1330	≈ 210	5.3 (±0.4)	3.0 (±0.5)	—	—
23 avril	1230-1306	≈ 720	16.8 (±0.4)	9.1 (±1.2)	—	—
	1312-1445	≈ 600	8.9 (±0.4)	7.6 (±0.9)	—	—
26 mai	1206-1324	≈ 790	13.3 (±0.3)	9.3 (±1.3)	—	—
27 mai	0824-0942	≈ 660	7.9 (±0.4)	6.5 (±2.6)	—	—
	1224-1400	≈ 820	8.5 (±0.4)	6.3 (±0.7)	—	—
28 mai	0730-0900	≈ 500	8.4 (±0.4)	7.1 (±2.2)	—	—
17 juin	1230-1330	≈ 200	4.4 (±0.4)	3.3 (±0.3)	2.2 (±0.6)	2.8 (±0.7)
18 juin	0730-1130	≈ 752	12.7 (±0.5)	—	8.1 (±0.3)	10.9 (±0.3)
	1930-2100	~ 0	2.9 (±0.5)	—	1.0 (±0.3)	1.1 (±0.3)

TAB. 1.1 – Mesures de C_n² et sa précision dans différentes conditions météorologiques obtenus par lidar cohérent à 10.6 μm, scintillomètre à 0.9 μm et mesures in-situ pour les 2 longueurs d’onde. D’après Drobinski et al. (1999).

Date (1997)	z _i (km)	Température (K)	Humidité absolue (mbar)	θ _* ² (10 ⁻³ K ²)	q _* ² (10 ⁻⁵ mbar ²)
21 avril	1.4	288	21	4.4 (± 0.4)	1.8 (± 0.2)
22 avril	1.5	286	22	2.0 (± 0.3)	1.7 (± 0.3)
23 avril	2.1	290	23	4.3 (± 0.6)	1.3 (± 0.2)
26 mai	1.2	299	26	8.6 (± 1.2)	1.8 (± 0.3)
27 mai	1.2	294	27	5.5 (± 0.6)	1.9 (± 0.3)
28 mai	1.0	287	28	6.3 (± 1.9)	2.3 (± 0.7)
17 juin	0.4	289	17	5.4 (± 0.5)	4.2 (± 0.5)
18 juin	1.7	292	18	5.4 (± 0.2)	1.5 (± 0.1)

TAB. 1.2 – Hauteur de la couche d’inversion z_i, température et humidité absolue obtenues à partir de radiosondages. Valeurs des flux turbulents surfaciques de chaleur spécifique et latente obtenues à l’aide des valeurs de C_T² et C_Q² déduites des mesures de C_n² aux longueurs d’onde 10.6 μm et 0.9 μm.

1.2 Mesure de la vitesse Doppler et du spectre de vitesse turbulente

1.2.1 Mesure de la vitesse Doppler

Le lidar Doppler pulsé mesure en fait la distribution des vitesses radiales des particules diffusantes présentes dans le volume d’atmosphère illuminé par l’impulsion laser : cette information est contenue dans le spectre Doppler. La vitesse Doppler moyenne calculée à partir du spectre Doppler est une moyenne pondérée des vitesses radiales des diffuseurs dans le faisceau laser. Le profil moyen mesuré v_m s’exprime donc en fonction du profil réel de vitesse radiale v_t par un

produit de convolution (Srivastava et Atlas, 1974; Frehlich, 1997):

$$v_m(r) = \int_0^{+\infty} v_t(r')W(r-r')dr' \quad (1.12)$$

où

$$W(r) = \frac{1}{\Delta p} \int_0^{\Delta p} G(r-r')dr' \quad (1.13)$$

où $\Delta p = cMT_s/2$ est la longueur de la porte de traitement, avec M le nombre d'échantillons dans la porte et T_s est la période d'échantillonnage. $G(r)$ s'exprime en fonction de l'impulsion laser g .

$$G(r) = \frac{2}{c} \frac{|g(2r/c)|^2}{\int |g(t)|^2 dt} \quad (1.14)$$

L'expression de v_m dépend donc du profil réel sondé mais aussi de l'impulsion laser émise et de la taille de la porte de traitement. En conditions stationnaires, nous avons montré dans un article publié au *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* (Dabas et al., 1998⁴) que la fréquence moyenne du spectre moyen mesure bien la vitesse radiale moyenne à l'intérieur du volume diffusant. Pour cette raison, l'estimateur de fréquence utilisé pour déterminer la vitesse radiale est Pulse-Pair (Miller et Rochwarger, 1972), qui est une bonne estimation de la fréquence moyenne (Zrnić, 1979). Ainsi, l'estimation de fréquence moyenne $\hat{f}(k)$ à l'instant $t_k = kT_s$ est calculée à partir de l'estimation $C(k)$ de la fonction d'autocorrélation du signal sur cette porte :

$$\hat{f}(k) = \frac{1}{2\pi T_s} \arg(C) \quad (1.15)$$

où

$$C(k) = \frac{1}{n_{acc}} \sum_{m=1}^{n_{acc}} \frac{1}{M-1} \sum_{p=k}^{k+M-1} s_m^*(p)s_m(p+1) \quad (1.16)$$

où n_{acc} est le nombre de signaux lidars accumulés. L'accumulation de plusieurs signaux lidars permet une estimation plus précise de la vitesse Doppler et plus fiable à faible rapport signal sur bruit. J'ai développé une technique d'accumulation de plusieurs signaux, publiée à *Applied Optics* (Drobinski et al., 2000b⁵), qui consiste à utiliser un laser émettant une impulsion multimode (i.e. excitant plusieurs modes transverses), et en coopération avec l'ONERA, nous avons exploré les possibilités de détecteurs multi-cadrans permettant la détection simultanée de plusieurs signaux lidars pouvant ensuite être accumulés, dont les résultats théoriques et expérimentaux ont été publiés à *Applied Optics* (Guérit et al., 2002a⁶, b⁷). La seconde sommation de l'équation (1.16) est une estimation de la fonction d'autocorrélation pour chacun des n_{acc} signaux accumulés. L'estimation est calculée sur la porte de mesure de longueur $\Delta p = cMT_s/2$, contenant les échantillons k à $k+M-1$. La figure 1.1 montre les profils restitué v_r (ligne continue) et attendu v_m (tiretés) pour les impulsions de type "10 μm " (A) et "2 μm " (B). v_r est obtenu en appliquant l'algorithme Pulse-Pair sur une porte glissante de traitement de taille $\Delta p = 96 m$, sur $n_{acc} = 500$ signaux

4. Dabas A., Drobinski P., Flamant P.H., 1998: Chirp Induced Bias in Velocity Measurements by a Coherent Doppler CO₂ Lidar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **15**, 407-415

5. Drobinski P., Flamant P.H., Salameitou P., 2000: Spectral Diversity Technique for Heterodyne Doppler Lidar that Uses Hard Target Returns. *Appl. Opt.*, **39**, 376-385

6. Guérit G., Drobinski P., Flamant P.H., Cariou J.P., 2002: Effectiveness of Simultaneous Independent Realizations at Low Carrier-to-Noise Ratio to Improve Heterodyne Doppler Lidar Performance. Part I: Theory and Numerical Simulations. *Appl. Opt.*, **41**, 2232-2239

7. Guérit G., Drobinski P., Augière B., Flamant P.H., 2002: Effectiveness of Simultaneous Independent Realizations at Low Carrier-to-Noise Ratio to Improve Heterodyne Doppler Lidar Performance. Part II: Experimental Results. *Appl. Opt.*, **41**, 7510-7515

simulés à l'aide d'un simulateur instrumental (Salamitou et al., 1995) à partir d'un même profil aléatoire de vitesse. Le profil de vitesse est un "bruit" blanc, sans corrélation spatiale d'écart-type 4 m s^{-1} et le rapport signal sur bruit est ici infini. Il existe un très bon accord entre les profils et les écarts observés sont inférieurs aux incertitudes statistiques.

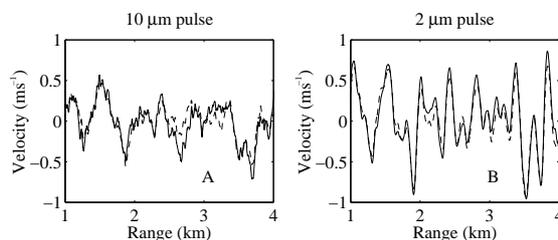


FIG. 1.1 – Profils restitués (ligne continue) et attendus (tiretés) de vitesse pour une porte de mesure de $\Delta p = 96 \text{ m}$ pour des impulsions de type "10 μm " (A) et "2 μm " (B). D'après Drobinski et al. (2000c).

A faible rapport signal sur bruit, l'estimation fiable et précise du champ de vent nécessite un contrôle de la qualité des estimations de la vitesse Doppler. Nous avons développé une procédure de contrôle de qualité basé sur un estimateur de fréquence Doppler de type filtre adaptatif. Nous avons modifié ce filtre de telle sorte qu'il devienne récursif, i.e. qu'il s'assure de la continuité du profil de vent (toute discontinuité est considérée comme une estimation non fiable). Le description de cette méthode a fait l'objet d'une publication au *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* (Dabas et al., 1999⁸). Néanmoins, l'estimation de fréquence Doppler par filtre adaptatif peut différer de la fréquence moyenne du spectre moyen. Dans un article publié au *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* (Dabas et al., 2000⁹), nous avons montré que l'utilisation d'autres estimateurs de fréquence de type filtre adaptatif pouvait se ramener à l'utilisation d'un estimateur de fréquence moyenne par la soustraction d'un simple terme correctif aisément calculable à partir de la connaissance des caractéristiques du filtre.

1.2.2 Spectre turbulent unidimensionnel

Le calcul de spectres de vitesse de vent est fondamental pour la compréhension des mécanismes turbulents dans la CLA comme je l'ai illustré dans la première partie de ce document. Si l'on note $v_t(\mathbf{r})$ le vent turbulent, fonction aléatoire de la position \mathbf{r} dans l'espace et si l'on suppose que le champ de vent turbulent est de moyenne nulle et qu'il est statistiquement homogène. Le tenseur de la densité spectrale d'ECT $\mathbf{S}_{v_t,ij}$ est la transformée de Fourier du tenseur des corrélations du champ de vent turbulent. La forme du tenseur de la densité spectrale tridimensionnelle est simple dans le cas où le champ de vent est statistiquement homogène et isotrope et que l'écoulement est incompressible. Dans ce cas (Srivastava et Atlas, 1974):

$$\mathbf{S}_{v_t,ij}(\mathbf{k}) = \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \frac{E(k)}{4\pi k^2} \quad (1.17)$$

8. Dabas A., Drobinski P., Flamant P.H., 1999: Adaptive Filters for Frequency Estimate of Heterodyne Doppler Lidar Returns: Recursive Implementation and Quality Control. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **16**, 361-372

9. Dabas A., Drobinski P., Flamant P.H., 2000: Velocity Biases of Adaptive Filter Estimates in Heterodyne Doppler Lidar Measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **17**, 1189-1202

où $E(k)$ la fonction de répartition spectrale d'ECT est telle que $E(k)dk$ est la contribution à l'énergie cinétique des nombres d'onde de norme k à $k+dk$. La densité spectrale unidimensionnelle longitudinale est obtenue en intégrant la densité spectrale tridimensionnelle suivant l'axe de propagation de l'onde lumineuse (pris arbitrairement suivant k_1): s'écrit :

$$S_{v_t}(k_1) = \int S_{v_t11}(\mathbf{k}_1) dk_2 dk_3 \quad (1.18)$$

Dans la suite, $E(k_1)$ obéit à la loi de Kolmogorov-Obukhov de dépendance en $-5/3$ dans le domaine inertiel délimité par les nombres d'ondes de coupure $k_{1,in}$ et $k_{1,out}$ qui définissent les échelles interne et externe du spectre d'ECT :

$$E(k_1) = \begin{cases} C\epsilon^{2/3}k_1^{-5/3} & \text{pour } k_{1,out} \leq k_1 \leq k_{1,in} \\ 0 & \text{pour } k_1 \leq k_{1,out} \end{cases} \quad (1.19)$$

$C \simeq 0,76 C_K$, où $C_K \simeq 2$ est la constante de Kolmogorov. L'équation 1.19 suppose que toute l'énergie est injectée à l'échelle externe de la turbulence. $S_{v_t}(k_1)$ s'écrit alors

$$S_{v_t}(k_1) = \begin{cases} \frac{9\alpha}{55} k_1^{-5/3} & \text{pour } k_{1,out} \leq k_1 \leq k_{1,in} \\ 0.3\alpha k_{1,out}^{-5/3} \left[1 - \frac{5k_1^2}{11k_{1,out}^2} \right] & \text{pour } k_1 \leq k_{1,out} \end{cases} \quad (1.20)$$

où $\alpha = C(\epsilon/(2\pi))^{2/3}$.

Le lidar Doppler météorologique présente l'atout majeur de pouvoir restituer un profil de vitesses radiales de façon instantanée. Il est donc possible d'obtenir directement le spectre des fluctuations spatiales du champ du vent, conformément à la théorie énoncée par Kolmogorov-Obukhov. Il est aussi possible de déterminer le spectre des fluctuations temporelles du champ du vent en chaque point d'échantillonnage de la ligne de visée, ce qui cette fois, permet de déduire des profils spatiaux des paramètres turbulents. Dans ce dernier cas, la mesure est effectuée comme avec les capteurs *in situ*, qui mesurent des séries chronologiques marquant la signature en un point de l'espace donné des structures turbulentes advectées devant le capteur. Leurs caractéristiques statistiques sont ensuite extrapolées en caractéristiques spatiales du champ turbulent en appliquant l'hypothèse de Taylor. Cependant, la mesure lidar pose deux problèmes: elle n'est pas ponctuelle mais correspond à une moyenne spatiale, et contient par ailleurs, même à fort rapport signal sur bruit, des "erreurs" relativement importantes. La vitesse mesurée par le lidar est en effet une moyenne spatiale de la vitesse réelle du vent à l'intérieur d'un volume défini par l'impulsion laser. Les fluctuations de petites échelles inférieures à la taille de ce volume y sont donc filtrées. Par ailleurs, le phénomène optique de chatoiement (dû à la variabilité temporelle de la répartition de l'intensité ou tavelures pendant un tir lidar) induit des fluctuations aléatoires de phase et d'amplitude sur les signaux acquis. Celles-ci introduisent à leur tour des erreurs aléatoires sur les vitesses mesurées. Le niveau d'erreur, typiquement quelques dizaines de centimètres par seconde pour des mesures tir-à-tir, peut être suffisamment important pour masquer la signature turbulente du champ de vent. J'ai donc développé une méthodologie de restitution des paramètres turbulents (spectres de fluctuations de vitesse Doppler, dissipation d'énergie cinétique turbulente) par lidar Doppler météorologique en déconvoluant les effets de moyennage par l'impulsion laser et du bruit instrumental. Cette étude a fait l'objet d'une publication parue au *Journal of Applied Meteorology* (Drobinski et al., 2000c¹⁰).

10. Drobinski P., Dabas A., Flamant P.H., 2000: Remote Measurement of Turbulent Wind Spectra by Heterodyne Doppler Lidar Technique. *J. Appl. Meteorol.*, **39**, 2434-2451

Densité spectrale des erreurs de mesure

Les principales sources de bruit pour un lidar Doppler cohérent est l'effet de chatolement et le bruit de détection. Le bruit de détection peut être minimisé en optimisant le rendement quantique des détecteurs, comme décrit dans un article publié à *Infrared Physics and Technology* (Oh et al., 1996¹¹). Ce bruit engendre des fluctuations aléatoires de $C(k)$, et par conséquent de $\hat{f}(k)$. Ces fluctuations de la fréquence estimée peuvent être plus grandes que les fluctuations atmosphériques turbulentes. Les moments statistiques d'ordre 1 et 2 de $\hat{f}(k)$ ne peuvent être calculée analytiquement que si l'on suppose que les fluctuations C' de C autour de la valeur moyenne \bar{C} sont petites. Au premier ordre, on a alors:

$$(2\pi T_s)\hat{f} = \arg(\bar{C}) + \frac{C'_i\bar{C}_r - C'_r\bar{C}_i}{|\bar{C}|^2} \quad (1.21)$$

les indices r et i désignant les parties réelles et imaginaires. En considérant deux portes de mesures, la première s'étendant de l'échantillon 0 à $M - 1$, et la deuxième, de l'échantillon d à $d + M - 1$, et soit $f(0)$ et $f(d)$ les fréquences calculées sur ces deux portes, on peut montrer que l'on a:

$$(8\pi^2 T_s^2)\langle \hat{f}'(0)\hat{f}'(d) \rangle = Re \left\{ \frac{\langle C'^*(0)C'(d) \rangle}{\bar{C}^*(0)\bar{C}(d)} - \frac{\langle C'(0)C'(d) \rangle}{\bar{C}(0)\bar{C}(d)} \right\} \quad (1.22)$$

où Re désigne la partie réelle. En conditions stationnaires, les moyennes $\bar{C}(0)$ et $\bar{C}(d)$ sont toutes deux égales à $\gamma(1)$, où γ est la fonction d'autocorrélation du signal lidar s . Pour les moments d'ordre 2, on a:

$$\begin{aligned} \langle C'^*(0)C'(d) \rangle &= \frac{1}{n_{acc}(M-1)} \sum_{m=2-M}^{M-2} \left(1 - \frac{|m|}{M-1}\right) |\gamma(m+d)|^2 \\ \langle C'(0)C'(d) \rangle &= \frac{1}{n_{acc}(M-1)} \sum_{m=2-M}^{M-2} \left(1 - \frac{|m|}{M-1}\right) \gamma^*(m+d+1)\gamma(m+d-1) \end{aligned} \quad (1.23)$$

où n_{acc} est le nombre de signaux à accumuler. On aboutit à une formule pour l'autocorrélation de la fréquence estimée et en en prenant la transformée de Fourier, on en obtient la densité spectrale de puissance:

$$\tilde{S}_e(k_1) = \sum_{d=1-L_s}^{L_s-1} \left(1 - \frac{|d|}{L_s}\right) \langle \hat{f}'(0)\hat{f}'(d) \rangle \exp(-2i\pi dk_1 \delta r) \quad (1.24)$$

La figure 1.2 montre la comparaison entre la densité spectrale d'erreur prédite par le modèle 1.24 et le spectre d'erreur estimé à partir des simulations. La théorie reproduit bien la densité spectrale d'erreur effective.

Densité spectrale des vitesses de vent

La densité spectrale restituée $S_{v_r}(k_1)$ peut être modélisée de la manière suivante:

$$S_{v_r}(k_1) = S_{v_m}(k_1) + S_e(k_1) \quad (1.25)$$

11. Oh D., Drobinski P., Salamitou P., Flamant P.H., 1996: Optimal Local Oscillator Power for CMT Photo-Voltaic Detector in Heterodyne Mode. *Infrared Phys. and Tech.*, **37**, 325-333

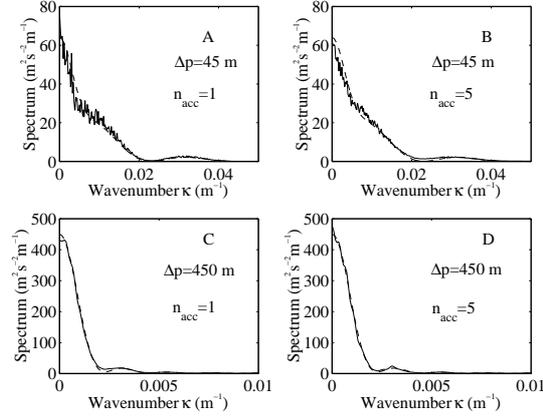


FIG. 1.2 – Densités spectrales des erreurs de mesure, d’après les simulations (tirets) et la théorie (ligne continue) pour une impulsion de type ” $10 \mu m$ ”. (A) correspond à $\Delta p = 45 m$ et $n_{acc} = 1$, (B) à $\Delta p = 45 m$ et $n_{acc} = 5$, (C) à $\Delta p = 450 m$ et $n_{acc} = 1$ et (D) à $\Delta p = 450 m$ et $n_{acc} = 5$. Les densités spectrales ont été normalisées à la même aire afin de faciliter la comparaison.

où $S_{v_m}(k_1)$ est la densité spectrale du profil $v_m(r)$, $S_e(k_1)$ la densité spectrale de l’erreur $e(r)$. D’après l’équation 1.12, on sait d’autre part que la densité spectrale $S_{v_m}(k_1)$ est elle-même donnée par :

$$S_{v_m}(k_1) = S_W(k_1) \times S_{v_t}(k_1) \quad (1.26)$$

où $S_{v_t}(k_1)$ est la densité spectrale du vent ”réel” $v_t(r)$, et $S_W(k_1)$ le module carré de la fonction de pondération spatiale $W(r)$ (voir équation 1.13). Ce modèle suppose que les erreurs de mesure ne sont pas corrélées avec le profil de vent attendu $v_m(r)$. Cette hypothèse est indirectement validée par la validation du modèle 1.25 comme le montre la figure 1.3.

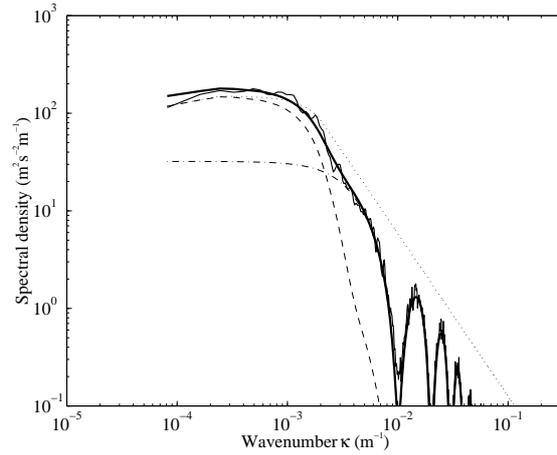


FIG. 1.3 – Comparaison entre la densité spectrale $S_{v_r}(k_1)$ prévue par le modèle (trait continu épais) et celle mesurée à partir de signaux simulés $\hat{S}_{v_r}(k_1)$ (trait fin continu). La contribution du champ $v_m(r)$ est indiquée avec des tirets, et celle de l’erreur, par des tirets-points. La densité spectrale du vent sondé est indiquée à l’aide de pointillés.

Incertitude statistique et modèle d'erreur

Comme la contribution des erreurs de mesure peut être précisément modélisée, il est possible d'"inverser" l'équation 1.25. Les incertitudes statistiques sur $\hat{S}_{v_r}(k_1)$ ainsi que la qualité du modèle d'erreur sont cruciales dans la procédure d'inversion. Soit $\delta\hat{S}_{v_r}(k_1) = \hat{S}_{v_r}(k_1) - S_{v_r}(k_1)$ l'incertitude statistique et $\delta\tilde{S}_e(k_1) = \tilde{S}_e(k_1) - S_e(k_1)$ une erreur sur le modèle d'erreur ($S_{v_r}(k_1)$ et $S_e(k_1)$ sont les spectres "réels" du profil de vitesses restituées et d'erreur), on obtient :

$$\hat{S}_{v_m}(k_1) = \hat{S}_{v_r}(k_1) - \tilde{S}_e(k_1) = \underbrace{[S_{v_r}(k_1) - S_e(k_1)]}_{S_{v_m}(k_1)} + \underbrace{[\delta\hat{S}_{v_r}(k_1) - \delta\tilde{S}_e(k_1)]}_{[\delta\hat{S}_{v_r}(k_1) - \delta\tilde{S}_e(k_1)]} \quad (1.27)$$

On constate qu'une erreur $\delta\hat{S}_{v_m}(k_1) = \delta\hat{S}_{v_r}(k_1) - \delta\tilde{S}_e(k_1)$ est faite sur $S_{v_m}(k_1)$. Le spectre restitué $\hat{S}_{v_r}(k_1)$ résulte du moyennage de n_v spectres, chacun des spectres étant la transformée de Fourier du profil de vitesse $v_r(r)$. En supposant que $v_r(r)$ est un processus Gaussien, $\hat{S}_{v_r}(k_1)$ suit alors une loi du χ^2 avec n_v degrés de liberté. Sa moyenne statistique $\langle\hat{S}_{v_r}(k_1)\rangle = S_{v_r}(k_1)$ et son écart-type est égal à $n_v^{-1/2}S_{v_r}(k_1)$. L'erreur $\delta\tilde{S}_e(k_1)$ est en revanche une fonction constante du nombre d'onde k_1 , si bien que sa moyenne statistique est égale à $\delta\tilde{S}_e(k_1)$ et son écart-type est nul. On en déduit que :

$$\langle\delta\hat{S}_{v_m}(k_1)\rangle = \delta\tilde{S}_e(k_1) \quad (1.28)$$

Une erreur dans le modèle d'erreur biaise l'estimation de $\delta\hat{S}_{v_m}(k_1)$. Le moment d'ordre 2 vaut alors $\sigma_{\hat{S}_{v_m}}^2(k_1) = \sigma_{\hat{S}_{v_r}}^2 = S_{v_r}^2(k_1)/n_v$ où $\sigma_{\hat{S}_{v_m}}(k_1)$ et $\sigma_{\hat{S}_{v_r}}(k_1)$ sont les écarts-type de $\hat{S}_{v_m}(k_1)$ et $\hat{S}_{v_r}(k_1)$ respectivement. Par la suite, nous considérons que l'estimation de $\hat{S}_{v_m}(k_1)$ est bonne si $\sigma_{\hat{S}_{v_m}} \ll S_{v_m}(k_1)$. Cette condition s'écrit :

$$S_e(k_1) \ll (\sqrt{n_v} - 1) S_{v_m}(k_1) \quad (1.29)$$

La répartition spectrale de l'erreur diminue en $1/n_{acc}$ de telle sorte que l'on peut écrire $S_e(k_1) = S_e^1(k_1)/n_{acc}$ où $S_e^1(k_1)$ est la répartition spectrale d'erreur pour $n_{acc} = 1$. Ainsi, la contrainte 1.29 devient (avec $n_v \gg 1$) :

$$S_e^1(k_1) \ll n_{acc}\sqrt{n_v}S_{v_m}(k_1) \quad (1.30)$$

La condition 1.30 fixe le produit $n_{acc}n_v^{1/2}$ minimal pour pouvoir restituer de façon fiable le spectre des vitesses à un niveau de turbulence fixé par ε . La figure 1.4 montre que pour une impulsion de type "10 μm ", si $\Delta p = 100 m$ et $\varepsilon = 0,007 m^2 s^{-3}$, le produit $n_{acc}n_v^{1/2}$ doit être supérieur à 160 environ. Si le nombre d'accumulation est de 20, il faut alors $n_v = 64$, soit, à une cadence de tir de 10 Hz, 128 s de durée d'acquisition. Ce nombre seuil d'environ 20 tirs est suffisamment faible pour pouvoir restituer une densité spectrale de vitesses radiales en moins de 10 s (configuration instrumentale pessimiste) sur une portée de plus de 10 km tir-à-tir.

Restitution des paramètres turbulents

La technique opératoire décrite précédemment a été appliquée pendant la campagne ECLAP, pour restituer les paramètres caractéristiques de la turbulence développée, $k_{1,out}$ et ε . Les valeurs du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente restitué par le lidar Doppler ont été comparées avec celles obtenues à partir des mesures de flux turbulents mesurés par anémomètre sonique. Elles sont obtenues en minimisant la fonction de coût $\int_0^{+\infty} [\hat{S}_{v_r}(k_1) - S_{v_r}(k_1)]^2 dk_1$ en

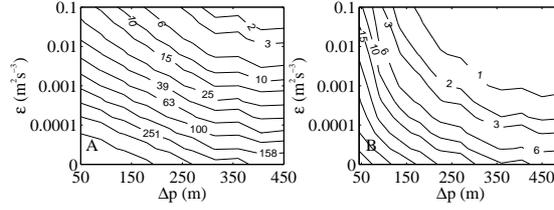


FIG. 1.4 – *Produit $n_{acc}n_v^{1/2}$ minimum requis pour une restitution de qualité, en fonction de la taille de la porte Δp (m) et du niveau de turbulence ε ($m^2 s^{-3}$) pour une impulsion de type "10 μm " (A) et "2 μm " (B). On a supposé un niveau de bruit de détection négligeable et une échelle externe de turbulence de 500 m ($k_{1,out} = 0,002 m^{-1}$).*

fonction des deux paramètres $k_{1,out}$ et ε , où $S_{v_r}(\kappa)$ est la densité spectrale théorique et $\hat{S}_{v_r}(\kappa)$ la densité spectrale restituée par lidar Doppler. De ces mesures, le taux de dissipation est calculé à l'aide des moments statistiques d'ordre 2 mesurés avec l'anémomètre sonique grâce à l'expression $\varepsilon = [u_*^3(\varphi_u(\xi) - \xi)] / (k_0 z)$ où $k_0 = 0.4$ est la constante de Von Karman, et φ_u est la fonction universelle du profil de vent. Dans le cas d'une stratification stable, $\varphi_u(\xi) = 1 + 4,7\xi$ et dans une situation instable, $\varphi_u(\xi) = (1 - 15\xi)^{-1/4}$ (Businger et al., 1971; Wyngaard et Coté, 1971) la hauteur de la couche d'inversion z_i étant obtenue par le lidar rétrodiffusion du SIRTa. On obtient le diagramme de dispersion 1.5 entre les taux de dissipation mesurés par le lidar et l'anémomètre sonique. L'accord est assez bon, puisque le biais égal à $2 \times 10^{-4} m^2 s^{-3}$ est en pratique non représentatif puisque d'après la figure 1.4, pour $n_{acc} = 20$ et $n_v = 10$, il est difficile de restituer précisément la densité spectrale pour $\varepsilon \leq 2 \times 10^{-3} m^2 s^{-3}$. La dispersion est égale à $1.7 \times 10^{-4} m^2 s^{-3}$ et tient compte de la qualité de la minimisation, du modèle de densité spectrale S_{v_t} qui suppose toute l'énergie injectée à l'échelle externe de turbulence, de l'exactitude des paramétrisation permettant la restitution de ε par l'anémomètre sonique, et de la comparaison directe entre des mesures ponctuelles et résolues spatialement.

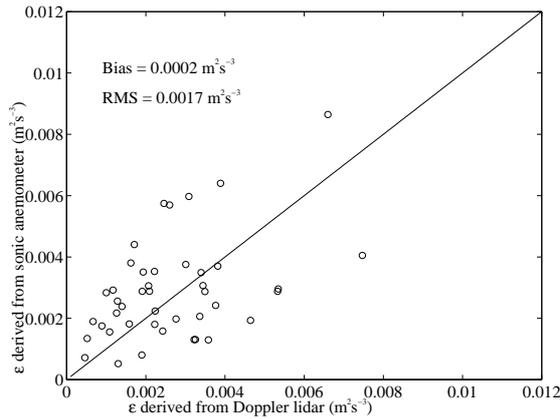


FIG. 1.5 – *Diagramme de dispersion entre les taux de dissipation mesurés par le lidar et l'anémomètre sonique.*

Chapitre 2

Lidar rétrodiffusion

Principaux collaborateurs : M. Haeffelin, Y. Morille, J. Pelon

Le lidar rétrodiffusion est un instrument de télédétection atmosphérique qui permet de mesurer les caractéristiques optiques et microphysiques des nuages et aérosols présents dans la CLA et dans la troposphère. Ce système fonctionne sur le principe suivant: un laser émet une impulsion (généralement aux longueurs d'ondes 532 nm et/ou 1.064 μm) qui se propagent dans l'atmosphère et entre en interactions avec les molécules, les particules d'aérosols, les gouttelettes d'eau et les cristaux de glaces. Il est alors possible de mesurer la quantité d'énergie reçue pour chaque longueur d'onde. L'étude des signaux reçus nous permet de décrire plus précisément l'altitude de la base et du sommet des différentes couches de nuages ou d'aérosols présents à un instant donné (la résolution verticale est généralement de l'ordre de 10 m), l'évolution de ces couches avec le temps et les caractéristiques optiques de ces couches (comme l'épaisseur optique qui peut être assimilée à l'opacité du nuage à la longueur d'onde considérée). Les objectifs scientifiques pour lesquels le lidar rétrodiffusion est un élément-clé du dispositif instrumental sont l'étude des propriétés optiques et microphysiques des aérosols et des nuages et l'étude de la dynamique de CLA grâce à l'accès à l'évolution temporelle de la structure verticale de la CLA.

Dans le cadre de fonctionnement routinier du SIRTA, nous avons développé un algorithme fiable et robuste, baptisé STRAT pour "STRucture de l'ATmosphère", permettant de classifier le type de couches atmosphérique observées par le lidar rétrodiffusion du SIRTA sur toute la colonne atmosphérique. La méthodologie et les résultats obtenus font l'objet d'un article soumis au *Journal of Atmospheric Oceanic Technology* (Morille et al., soumis¹). Ainsi, le signal lidar brut correspondant à la quantité de photons rétrodiffusé par l'atmosphère à une certaine altitude est la donnée d'entrée de STRAT qui attribue à chaque échantillon du signal correspondant à une altitude du profil un "flag" correspondant:

- au bruit: le signal rétrodiffusé est considéré trop bruité pour être identifiable, et ce "flag" est attribué quand le rapport signal sur bruit est inférieur à 3. Le bruit, dû aux fluctuations électroniques et optiques est supposé constant sur tout le profil et est estimé par la variance du signal lidar à une altitude où seul le bruit de fond de ciel constitue le signal.

1. Morille Y., Haeffelin M., Drobinski P., Pelon J.: STRAT : STRucture of the ATmosphere from Single Channel Lidar Data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, soumis

- à la CLA: le "flag" est affecté à tous les échantillons du signal lidar considéré comme étant à une altitude inférieure au sommet de la CLA, détecté par une analyse en ondelettes de la discontinuité de puissance rétrodiffusée entre la CLA, où la puissance est importante du fait de la forte concentration en aérosols dans la CLA, et la troposphère libre où la puissance rétrodiffusée est nettement plus faible
- à la diffusion moléculaire: le "flag" est affecté à la région de l'atmosphère vierge en aérosols et nuages. Le profil de diffusion moléculaire est estimé à partir de profils de température et pression mesurés par radiosondage. Les zones de diffusion moléculaire dans le profil lidar sont estimées en identifiant les zones où la pente locale du profil moléculaire et la pente locale du profil lidar sont identiques.
- aux nuages et aux aérosols: l'identification de ces couches où la diffusion particulaire domine repose sur la même méthode à base d'ondelettes que pour la détection de la CLA. L'analyse en ondelettes détecte toutes les singularités dans le profil de rétrodiffusion correspondant aux limites de la couche identifiée (base ou sommet).
- au nuages et aérosols de façon discriminée: la discrimination entre couches de nuages et couches d'aérosols se fait par un seuil différent entre le pic de rétrodiffusion dans la couche et la rétrodiffusion à la base de la couche. Cette technique a été validée sur le SIRTa par la détection des couches nuageuses seules par télémètre.

Le schéma de principe de STRAT, ainsi qu'un exemple appliqué à des données collectées par le lidar rétrodiffusion du SIRTa sont présentés sur la figure 2.1.

La base de données disponible s'étend maintenant sur plus de 2 ans (depuis 2003) et les produits de cet algorithme sont largement utilisés: les bases des nuages de CLA détectés par STRAT pour les journées convectives de l'année 2003 sur le SIRTa ont servi dans le cadre de l'évaluation du schéma de CLA en flux de masse, dont les résultats ont été soumis pour publication (Mathieu et al., en révision; voir partie I-chapitre 2). La classification automatique des couches de l'atmosphère permet la normalisation de profils lidars dans les régions de diffusion moléculaire. Cette classification a permis le développement d'un simulateur de profil lidar couplée à un modèle de chimie-transport incluant les aérosols et la comparaison directe avec les mesures effectuées par le lidar rétrodiffusion et la classification STRAT associée. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans le *Journal of Geophysical Research* (Hodzic et al., 2004²). Enfin cette base de données laisse présager des progrès sur la compréhension et la paramétrisation de la dynamique de la CLA par l'exploitation statistique et saisonnière de l'épaisseur de la CLA et de sa variabilité en fonction des différentes situations de forçage, soit dominées par la surface, soit dominées par l'advection de grande échelle (illustration sur la figure 2.2).

2. Hodzic A., Chepfer H., Vautard R., Chazette P., Beekmann M., Bessagnet B., Chatenet B., Cuesta J., Drobinski P., Goloub P., Haeffelin M., Morille Y., 2004: Comparison of Aerosol Chemistry-Transport Model Simulations with Lidar and Sun-Photometer Observations at a Site near Paris. *J. Geophys. Res.*, **109**, D23201, doi:10.1029/2004JD004735

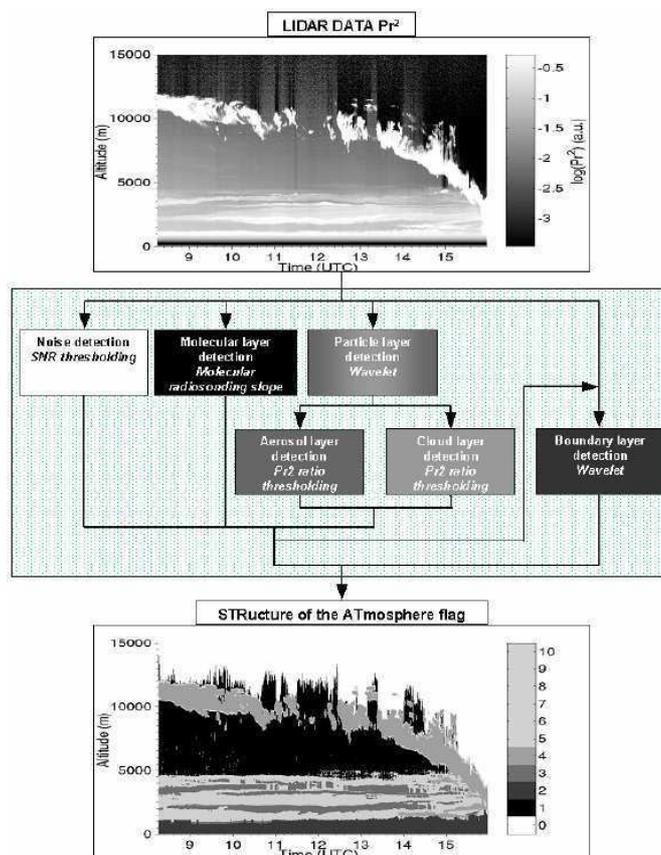


FIG. 2.1 – Schéma de principe de fonctionnement de l'algorithme STRAT. D'après Morille et al. (soumis).

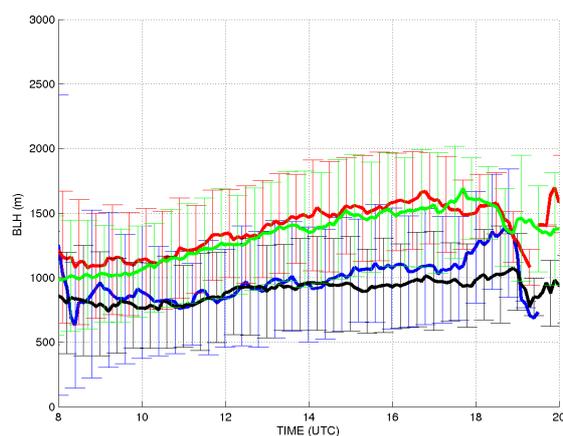


FIG. 2.2 – Évolution diurne de l'épaisseur de la CLA sur le SIRTA en fonction des saisons sur les années 2003 et 2004. L'épaisseur de la CLA est déterminée automatiquement par l'algorithme STRAT. Les courbes bleues et noires correspondent à l'épaisseur hivernale de la CLA en 2003 et 2004, respectivement. Les courbes rouges et vertes correspondent à l'épaisseur estivale de la CLA en 2003 et 2004, respectivement. Les barres verticales indiquent la variabilité intrasaisonnière de l'épaisseur de la CLA sur le SIRTA.

Cinquième partie

Perspectives

Jusqu'à aujourd'hui, j'ai conduit mes travaux en effectuant une séparation d'échelles arbitraire, initialement nécessaire pour maintenir raisonnable le degré de liberté des problèmes que j'ai abordés. Or de ces travaux il apparaît fondamental d'étudier les *mécanismes d'interactions entre les échelles* et de concentrer un effort particulier sur les *mécanismes de rétro-action entre l'atmosphère et la surface*.

En effet, la surface terrestre et l'atmosphère constituent les deux composantes d'un système couplé, et chacune influence l'autre sur une très large gamme d'échelles de temps et d'espace. En effet, la surface présente des hétérogénéités (relief, occupation du sol, humidité, composition du sol,...) dans une large gamme d'échelles spatiales et la réponse de l'atmosphère se fait sur des échelles qui sont celles des hétérogénéités de surface. Il est donc devenu fondamental de ne plus analyser la turbulence seulement en terrain plat et idéalisé à l'extrême (ce qui nous vient directement de la communauté de mécanique fondamentale) mais doit être aussi appréhendée dans toute sa complexité environnementale. En effet, les hétérogénéités de surface induisent des gradients de température via le bilan d'énergie et donc engendrent des circulations thermiques qui interagissent de façon non-linéaire avec les processus turbulents. Dans l'atmosphère et particulièrement dans la CLA, l'hypothèse d'isotropie, d'homogénéité de la turbulence est extrêmement fragile. Il est donc essentiel que des efforts soient entrepris pour comprendre les mécanismes turbulents dans la CLA en tenant compte de tous les facteurs d'hétérogénéités, tels que:

- la présence d'un écoulement synoptique (hétérogénéité entre les directions transverse et longitudinale de l'écoulement)
- la variabilité spatiale des flux surfaciques (due à la variabilité de la rugosité du terrain, de l'occupation des sols, de la structure du sol et de son contenu en eau, ...)
- la présence de relief

La compréhension des mécanismes turbulents en environnement hétérogène est nécessaire pour mieux évaluer le transport d'énergie et de matière associé. De plus, la faible compréhension des mécanismes de rétro-action surface/atmosphère, et en particulier les interactions non-linéaires (rétro-action entre les circulations thermiques et les gradients thermiques qui leur donnent naissance), conduit à des paramétrisations des échanges surface/atmosphère reposant sur des hypothèses fortes (moyenne des flux surfaciques dans la maille, flux de la parcelle dominante, ...) qui montrent leur limite pour des mécanismes "à seuil" (initiation de la convection, soulèvement de poussières,...). Un large domaine exploratoire existe donc afin d'améliorer les paramétrisations sous-maillages des modèles de surface en terrain hétérogène.

Certains de ces enjeux seront au coeur du programme d'analyse multi-échelles de la mousson africaine (AMMA), ce qui motive fortement ma contribution active à ce projet pour les prochaines années. En effet, une étude récente montre que les interactions entre la surface et la dynamique de la CLA sont particulièrement fortes dans les zones de transition entre les climats secs et les climats humides. Ces zones de transition incluent les grandes plaines centrales de l'Amérique du Nord, la région Sahel, l'Afrique équatoriale et l'Inde. Précisément dans ces régions, des événements météorologiques intenses se produisent pendant la saison chaude (e.g. des inondations soudaines liées à des orages violents, ou des tornades en Amérique du Nord et la mousson en Afrique et en Inde) et le manque de compétences pour bien prévoir l'heure, le lieu et l'intensité des pluies convectives devient alors particulièrement inquiétant. En Afrique de l'Ouest,

la circulation de mousson est conditionnées par les gradients méridiens d'énergie entre les régions océaniques équatoriales excédentaires et les zones continentales tropicales moins excédentaires ou déficitaires. Elles interagissent avec la convection profonde, souvent organisée en systèmes de moyenne échelle, principaux pourvoyeurs des précipitations dans ces régions. Les anomalies de température de surface de la mer de grande extension spatiale comme dans les événements El Niño, mais aussi régionales comme les événements chauds dans le Golfe de Guinée, exercent une influence sensible sur la mousson. Les conditions hydriques des surfaces continentales ainsi que la couverture végétale ont un impact non seulement sur le rendement pluviométrique, mais aussi sur la circulation de mousson elle-même en modifiant les gradients méridiens d'énergie ainsi que la stratification verticale de l'atmosphère. La circulation de mousson intervient donc dans le système climatique à différentes échelles.

Au nord du continent africain, le bassin Méditerranéen constitue aussi une région clef sur le plan météorologique et climatique parce qu'il se situe au coeur de la zone de transition très marquée qui sépare les régions subtropicales semi-arides et les régions de moyenne latitude. Tout déplacement, toute modification de cette zone de transition affectera la population nombreuse vit sur le pourtour de la mer Méditerranée, avec des conséquences économiques et politiques considérables. Les scénarios d'évolution du climat dans cette région mettent en évidence un risque accru de sécheresses associé au climat global. Mais ils restent très incertains car la combinaison de facteurs locaux et globaux de variabilité climatique est particulièrement complexe dans cette région. La mer Méditerranée joue un rôle crucial : mémoire du système climatique local, guide pour les perturbations d'Ouest qui abordent l'Europe. Mais c'est par ailleurs un système dynamique complexe, caractérisée par des mécanismes très variés, incluant des tourbillons ou des régimes de courant à petite échelle. Les échelles de la circulation atmosphérique qui sont susceptibles de mettre en mouvement la Méditerranée sont donc elles-mêmes souvent assez petites. Elle dépendent en particulier très fortement de l'orographie des régions littorales, qui peut induire des régimes de vent tels que le Mistral, qui ont un fort impact atmosphérique (cause principale des systèmes dépressionnaires dans le bassin ouest de la Méditerranée) et océanique (formation des eaux profondes de la Méditerranée). Déterminer une climatologie méso-échelle des vents à l'échelle de la Méditerranée, étudier ses variations saisonnières, ses fluctuations, constitue donc un chemin obligé pour bien comprendre le climat de ces régions, et séparer le rôle possible des interactions locales entre mer et atmosphère du rôle des téléconnexions de grande échelle. Selon moi, après AMMA, le bassin Méditerranéen devrait constituer une nouvelle zone "atelier" d'investigation pour la communauté internationale en abordant le climat méditerranéen sous une approche multi-échelles et multi-disciplinaires, telle qu'adoptée dans AMMA. C'est dans ce sens que je poursuis mes travaux sur la dynamique atmosphérique sur le pourtour nord de la Méditerranée occidentale

Mon effort de recherche sur les mécanismes d'interactions des échelles de la turbulence à la méso-échelle et les mécanismes de rétro-action entre l'atmosphère et la surface, qu'il se fasse dans une démarche de recherche fondamentale ou plus applicative à deux régions ateliers, s'inscrit en partie dans la continuité de mes travaux de recherche conduits jusqu'à présent mais affiche comme objectif d'adopter une démarche plus intégratrice entre les différentes échelles. Ces objectifs ne sont pas qu'un voeu pieu, ils s'appuient sur le développement de modèles numériques de recherche ou de prévisions opérationnels et de moyens d'observations qui rendent possible cette démarche.

Annexes

Annexe A

Curriculum Vitae

État Civil

DROBINSKI Philippe

Né le 01/08/1971 à Châtillon sous Bagneux (Hauts de Seine)

Marié, 2 enfants

Statut administratif

2001- Chargé de recherche 2ème classe CNRS au Service d'Aéronomie (UMR 7620)

Titres universitaires et diplômes

1998: Thèse de Doctorat de l'Ecole Polytechnique

1994: Diplôme d'Etudes Approfondies de l'Université Paris VI
Ingénieur de l'Ecole Centrale de Lille

Expériences de recherche

▷ Séjours effectués dans d'autres unités de recherche

06-09/1999 Department of Atmospheric Sciences-University of Washington (Post-Doctorat)
Dynamique de la couche atmosphérique de surface

1995-2001 LMD/IPSL (Thèse et Post-Doctorat)
Dynamique atmosphérique en terrain plat et complexe

1994-1995 DIRCEN/CEA (Service National)
Dynamique de la circulation côtière autour d'îles

▷ Contribution à des campagnes nationales et internationales

- 2004: VAPIC (water VAPor Inter-Comparison): Intercomparaison de la mesure de la vapeur d'eau (SIRTA, Palaiseau, France)
- 2002: IHOP (International H2O Program): Étude de la variabilité 4D de la vapeur d'eau (Oklahoma, USA)
- 2002: VERTIKATOR: Étude des écoulements thermique et de la convection en terrain complexe (Alpes du Nord, Allemagne)
- 2001: ESCOMPTE: Expérience sur Site pour CONtraindre les Modèles de Pollution atmosphérique et de Transport d'Emissions (Région Provence, France)
- 1999: MAP (Mesoscale Alpine Programme)
- 1998-2000: ESQUIF: Étude et Simulation de la Qualité de l'air en Ile de France (Région parisienne, France)
- 1994-1995: ECLAP: Étude de la Couche Limite en Agglomération Parisienne (Région parisienne, France)

▷ Contribution à des groupes de travail

- 2004- Membre du GdR "Structure de la turbulence et mélange"
- 2001- Animateur du groupe de travail "Mesoscale Transport and Dilution" (ESCOMPTE)
- 1999- Membre du groupe de travail "Foehn in the Rhine valley during MAP" (MAP)

▷ Publications

42 articles publiés dans des revues internationales à comité de lecture
Référé dans des revues de rang A

Autres activités liées au métier de chercheur

▷ Enseignement/encadrement

- 2005- Cours magistral de "Météorologie côtière" - M2 Université de la Méditerranée Aix-Marseille II/Université du Sud Toulon, Var (8h/an)
- 2005- Conception/responsabilité d'un enseignement expérimental de "météorologie" 3ème année Ecole Polytechnique (54h/an)
- 2003-2004 Enseignement expérimental "GPS" - 3ème année Ecole Polytechnique (6h/an)
- 2002-2003 TD au DEA CPAPE Paris 7-12 (16h/an)
- 2001- Cours magistral - 3ème année ENSPC (6h/an)

- 2001-2004 Direction "dans les faits" d'une thèse de l'Université Pierre et Marie Curie (thèse de Sophie Bastin soutenue en novembre 2004)
- 1997- Encadrement de 22 stagiaires de licence, maîtrise, DEA et élèves-ingénieurs

▷ Diffusion de l'information scientifique et technique

- 2005: Intervention en CM2 (3h) sur les "nuages" à l'école élémentaire de Palaiseau (12/26 mars 2005)
- 2004: Conférence (1h30) au lycée de Palaiseau pour les Journées de la Science (16 octobre 2004)
- 2004: Contribution aux journées portes ouvertes (4h) à la Cité des Sciences pour les Journées de la Science (16 octobre 2004, expériences pédagogiques)

▷ Animation scientifique de la recherche

- 2004- Responsable du projet "Ballons dans AMMA" du programme AMMA financé par l'AMMA-API
- 2003- Responsable scientifique du projet "Structure de la turbulence à proximité de la surface: processus et paramétrisation" financé au PATOM
- 2003- Responsable scientifique du projet "Dynamique des couches limites atmosphériques par télédétection laser et modélisation" à l'IDRIS
- 2002-2004 Responsable du projet "Transport et dilution" du programme ESCOMPTE financé au PATOM et PNCA
- 2000-2004 Responsable du projet P5 "Foehn dans la vallée du Rhin" du programme MAP financé au PATOM
- 2000- Co-responsable scientifique français du programme franco-allemand WIND (lidar Doppler aéroporté)
- 2000- Responsable scientifique du programme français LVT (Lidar Vent Transportable)

Annexe B

Liste des publications

Thèse

Drobinski P., 1998 : Restitution des Écoulements Atmosphériques par Lidar Doppler Météorologique : Premières Applications. Thèse de Doctorat de l'École Polytechnique, 220 pp

Revue avec comité de lecture

Soumis

Guénard V., Drobinski P., Caccia J.L., Tedeschi G., Currier P.: Dynamics of the MAP IOP-15 Severe Mistral Event: Observations and High-Resolution Numerical Simulations. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, soumis

Flamant C., Drobinski P., Protat A., Chimani B., Furger M., Gubser S., Haeberli C., Richner H., Steinacker R., 2005: Föhn/Cold-Pool Interactions in the Rhine Valley during MAP IOP 15. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, soumis

Foster R.C., Vianey F., Drobinski P., Carlotti P.: Near-Surface Sweeps and Ejections in a Neutrally-Stratified Large Eddy Simulation. *Boundary Layer Meteorol.*, soumis

Morille Y., Haeffelin M., Drobinski P., Pelon J.: STRAT: STRucture of the ATmosphere from Single Channel Lidar Data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, soumis

Chiriaco M., Chepfer H., Noel V., Haeffelin M., Delaval A., Drobinski P.: Dual Lidar Observations at 10.6 μm and 532 nm for Retrieving Semi-Transparent Cirrus Cloud Properties. *J. Appl. Meteorol.*, soumis

En révision

Drobinski P., Bastin S., Dusek J., Zängl G., Flamant P.H.: Idealized Numerical Simulations of Flow Splitting at the Bifurcation between Two Valleys: Comparison with the Mesoscale Alpine Program Experiment. *Meteorol. Atmos. Phys.*, en révision

Drobinski P., Carlotti P., Redelsperger J.L., Banta R.M., Newsom R.K.: Numerical and Experimental Investigation of the Neutral Atmospheric Surface Layer. *J. Atmos. Sci.*, en révision

Bastin S., Drobinski P., Guénard V., Caccia J.L., Campistron B., Dabas A. M., Delville P., Reitebuch O., Werner C.: On the Interaction Between Sea Breeze and Summer Mistral at the Exit of the Rhône Valley. *Mon. Wea. Rev.*, en révision

Bastin S., Drobinski P.: Sea Breeze Induced Mass Transport over Complex Terrain in Southeastern France. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, en révision

Mathieu A., Piriou J.-M., Haeffelin M., Drobinski P., Vinit F., Bouyssel F.: Identification of Error Sources in Planetary Boundary Layer Cloud Forecast using SIRTAs Observations. *Geophys. Res. Lett.*, en révision

Sous presse

Lemonsu A., Bastin S., Masson V., Drobinski P.: Stratification of the Urban Boundary Layer over Marseille under Sea Breeze Condition. *Boundary Layer Meteorol.*, sous presse

Richner H., Baumann-Stanzer K., Bénech B., Berger H., Chimani B., Dorninger M., Drobinski P., Furger M., Gubser S., Gutermann T., Haeberli C., Haeller E., Lothon M., Mitev V., Ruffieux D., Seiz G., Steinacker R., Tschannett S., Vogt S., Werner R., 2005: Unstationary Aspects of Foehn in a Large Valley Part I: Operational Setup, Scientific Objectives and Analysis of the Cases during the Special Observing Period of the MAP Subprogramme FORM. *Meteorol. Atmos. Phys.*, sous presse

2005

Drobinski P., Bastin S., Guénard V., Caccia J.L., Dabas A. M., Delville P., Protat A., Reitebuch O., Werner C., 2005: Summer Mistral at the Exit of the Rhône Valley. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **131**, 353-375

Drobinski P., Sultan B., Janicot S., 2005: Role of the Hoggar Massif on the West African Monsoon Onset. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L01705, doi:10.1029/2004GL020710

Bastin S., Drobinski P., Dabas A.M., Delville P., Reitebuch O., Werner C., 2005: Impact of the Rhône and Durance Valleys on Sea-Breeze Circulation in the Marseille Area. *Atmos. Res.*, **74**, 303-328

Bastin S., Drobinski P., 2005: Temperature and Wind Velocity Oscillations along a Gentle Slope during Sea-Breeze Events. *Boundary Layer Meteorol.*, **114**, 573-594

Guénard V., Drobinski P., Caccia J.L., Campistron B., Bénech B., 2005: An Observational Study of the Mesoscale Mistral Dynamics. *Boundary Layer Meteorol.*, **115**, 263-288

Corsmeier U., Behrendt R., Drobinski P., Kottmeier C., 2005: The Mistral and its Effect on Air Pollution Transport and Vertical Mixing. *Atmos. Res.*, **74**, 275-302

Bastin S., Champollion C., Bock O., Drobinski P., Masson F., 2005: On the Use of GPS Tomography to Investigate Water Vapor Variability During a Mistral/Sea Breeze Event in Southeastern France. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L05808, doi:10.1029/2004GL021907

Haeffelin M., Barthès L., Bock O., Boitel C., Bony S., Bouniol D., Chepfer H., Chiriaco M., Delanoë J., Drobinski P., Dufresne J.L., Flamant C., Grall M., Hodzic A., Hourdin F., Lapouge F., Lemaître Y., Mathieu A., Morille Y., Naud C., Noël V., Pelon J., Pietras C., Protat A., Romand B., Scialom G., Vautard R., 2005: SIRTa, a Ground-Based Atmospheric Observatory for Cloud and Aerosol Research. *Ann. Geophys.*, **23**, 253-275

Mestayer P., Durand P., Augustin P., Bastin S., Bonnefond J.M., Bénech B., Campistron B., Coppalle A., Delbarre H., Dousset B., Drobinski P., Druilhet A., Fréjafon E., Grimmond S., Groleau D., Irvine M., Kergomard C., Kermadi S., Lagouarde J.P., Lemonsu A., Lohou F., Long N., Masson V., Moppert C., Noilhan J., Offerle B., Oke T., Pigeon G., Puygrenier V., Roberts S., Rosant J.M., Saïd F., Salmond J., Talbaut M., Voogt J., 2005: The Urban Boundary Layer Field Experiment over Marseille UBL/CLU-ESCOMPTE: Experimental Set-up and First Results. *Boundary Layer Meteorol.*, **114**, 315-365

2004

Drobinski P., Carlotti P., Newsom R.K., Banta R.M., Foster R.C., Redelsperger J.L., 2004: The Structure of the Near-Neutral Atmospheric Surface Layer. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 699-714

Carlotti P., Drobinski P., 2004: Length-Scales in Wall-Bounded High Reynolds number Turbulence. *J. Fluid Mech.*, **516**, 239-264

Cros B., Durand P., Cachier H., Drobinski P., Fréjafon E., Kottmeier C., Perros P.E., Peuch V.-H., Ponche J.L., Robin D., Saïd F., Toupance G., Wortham H., 2004: The ESCOMPTE Program: An Overview. *Atmos. Res.*, **69**, 241-279

Caccia J.-L., Guénard V., Bénech B., Campistron B., Drobinski P., 2004: Vertical Velocity and Turbulence Aspects during Mistral Events as Observed by UHF Wind Profilers. *Ann. Geophys.*, **22**, 3927-3936

Hodzic A., Chepfer H., Vautard R., Chazette P., Beekmann M., Bessagnet B., Chatenet B., Cuesta J., Drobinski P., Goloub P., Haeffelin M., Morille Y., 2004: Comparison of Aerosol Chemistry-Transport Model Simulations with Lidar and Sun-Photometer Observations at a Site near Paris. *J. Geophys. Res.*, **109**, D23201, doi:10.1029/2004JD004735

2003

Drobinski P., Foster R.C., 2003: On the Origin of Near-Surface Streaks in the Neutrally-Stratified Planetary Boundary Layer. *Boundary Layer Meteorol.*, **108**, 247-256

Drobinski P., Haeberli C., Richard E., Lothon M., Dabas A.M., Flamant P.H., Furger M., Steinacker R., 2003: Scale Interaction Processes during MAP-IOP 12 South Foehn Event in the Rhine Valley. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **129**, 729-754

Drobinski P., Dabas A.M., Haeberli C., Flamant P.H., 2003: Statistical Characterization of the Flow Structure in the Rhine Valley. *Boundary Layer Meteorol.*, **106**, 483-505

Dabas A.M., Drobinski P., Reitebuch O., Richard E., Delville P., Flamant P.H., Werner C., 2003: Multiscale Analysis of a Straight Jet Streak Using Numerical Analyses and Airborne Doppler Lidar Measurements. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1049, doi:10.1029/2001GL014040

Vautard R., Martin D., Beekmann M., Drobinski P., Friedrich R., Jaubertie A., Kley D., Lattuati M., Moral P., Neininger B., Theloke J., 2003: Paris Emission Inventory Diagnostics from the ESQUIF Airborne Measurements and a Chemistry-Transport Model. *J. Geophys. Res.*, **108**, 8564, doi:10.1029/2002JD002797

Reitebuch O., Volkert H., Werner C., Dabas A.M., Delville P., Drobinski P., Flamant P.H., Richard E., 2003: Determination of Air Flow across the Alpine Ridge by a Combination of Airborne Doppler Lidar, Routine Radio-Sounding and Numerical Simulation. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **129**, 715-728

Flamant C., Guichard F., Van Baelen J., Bock O., Couvreur F., Parsons D., Weckwerth T., Pelon J., Drobinski P., Lhomme K., Guenno M., Doerflinger E., 2003: La Campagne IHOP 2002: Une Campagne de Mesure de la Vapeur d'Eau dans la Couche Limite. *La Météorologie*, **43**, 38-47

2002

Flamant C., Drobinski P., Banta R., Darby L., Dusek J., Hardesty R.M., Nance L., Pelon J., Richard E., 2002: Gap Flow in an Alpine Valley during a Shallow South Foehn Event: Observations, Numerical Simulations and Hydraulic Analog. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **128**, 1173-1210

Guérit G., Drobinski P., Flamant P.H., Cariou J.P., 2002: Effectiveness of Simultaneous Independent Realizations at Low Carrier-to-Noise Ratio to Improve Heterodyne Doppler Lidar Performance. Part I: Theory and Numerical Simulations. *Appl. Opt.*, **41**, 2232-2239

Guérit G., Drobinski P., Augière B., Flamant P.H., 2002: Effectiveness of Simultaneous Independent Realizations at Low Carrier-to-Noise Ratio to Improve Heterodyne Doppler Lidar Performance. Part II: Experimental Results. *Appl. Opt.*, **41**, 7510-7515

2001

Drobinski P., Dabas A.M., Haeberli C., Flamant P.H., 2001: On the Small-Scale Dynamics of Flow Splitting in the Rhine Valley During a Shallow Foehn Event. *Boundary Layer Meteorol.*, **99**, 277-296

Drobinski P., Dusek J., Flamant C., 2001: Diagnostics of Hydraulic Jump and Gap Flow in Stratified Flows over Topography. *Boundary Layer Meteorol.*, **98**, 475-495

Drobinski P., Flamant C., Dusek J., Flamant P.H., Pelon J., 2001: Observational Evidence and Modeling of an Internal Hydraulic Jump at the Atmospheric Boundary Layer Top During a Tramontane Event. *Boundary Layer Meteorol.*, **98**, 497-515

Fochesatto J., Drobinski P., Flamant C., Guédalia D., Sarrat C., Flamant P.H., Pelon J., 2001: Evidence of Dynamical Coupling Between the Residual Layer and the Developing Convective Boundary Layer. *Boundary Layer Meteorol.*, **99**, 451-464

Furger M., Drobinski P., Prévôt A.S.H., Weber R.O., Graber W.K., Neininger B., 2001: Validation of Scintillometer Horizontal and Vertical Crosswinds During Strong Foehn with Lidar and Aircraft Measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**, 1975-1988

Guérit G., Drobinski P., Flamant P.H., Augière B., 2001: Analytical Empirical Expressions of the Transverse Coherence Properties for Monostatic and Bistatic Lidar in Presence of Moderate Atmospheric Refractive Index Turbulence. *Appl. Opt.*, **40**, 4275-4285

Werner C., Flamant P.H., Reitebuch O., Köpp F., Streicher J., Rahm S., Nagel E., Klier M., Herrmann H., Loth C., Delville P., Drobinski P., Romand B., Boitel C., Oh D., Lopez M., Meissonnier M., Bruneau D., Dabas A.M., 2001: WIND Instrument. *Opt. Eng.*, **40**, 115-125

2000

Drobinski P., Périn J., Dabas A., Flamant P.H., Brown R.A., 2000: Simulations of the Retrieval of a Two-Dimensional Wave-Like Structure in the Atmospheric Boundary Layer by an Airborne 10.6 μm -Heterodyne Doppler Lidar. *Meteorol. Z.*, **9**, 329-338

Drobinski P., Dabas A., Flamant P.H., 2000: Remote Measurement of Turbulent Wind Spectra by Heterodyne Doppler Lidar Technique. *J. Appl. Meteorol.*, **39**, 2434-2451

Drobinski P., Flamant P.H., Salamitou P., 2000: Spectral Diversity Technique for Heterodyne Doppler Lidar that Uses Hard Target Returns. *Appl. Opt.*, **39**, 376-385

Dabas A., Drobinski P., Flamant P.H., 2000: Velocity Biases of Adaptive Filter Estimates in Heterodyne Doppler Lidar Measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **17**, 1189-1202

1999

Drobinski P., Dabas A., Delville P., Flamant P.H., Pelon J., Hardesty R.M., 1999: Refractive Index Structure Parameter in the Planetary Boundary Layer: A Comparison of Measurements Taken by a 10.6 μm Coherent Lidar, a 0.9 μm Scintillometer and In Situ Sensors. *Appl. Opt.*, **38**, 1648-1656

Dabas A., Drobinski P., Flamant P.H., 1999: Adaptive Filters for Frequency Estimate of Heterodyne Doppler Lidar Returns : Recursive Implementation and Quality Control. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **16**, 361-372

1998

Drobinski P., Brown R.A., Flamant P.H., Pelon J., 1998: Evidence of Organised Large Eddies by Ground-Based Doppler Lidar, Sonic Anemometer and Sodar. *Boundary Layer Meteorol.*, **88**, 343-361

Dabas A., Drobinski P., Flamant P.H., 1998: Chirp Induced Bias in Velocity Measurements by a Coherent Doppler CO₂ Lidar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **15**, 407-415

1996

Oh D., Drobinski P., Salamitou P., Flamant P.H., 1996: Optimal Local Oscillator Power for CMT Photo-Voltaic Detector in Heterodyne Mode. *Infrared Phys. and Tech.*, **37**, 325-333

Proceedings à comité de lecture

2005

Drobinski P., Sultan B., Janicot S., 2005: Role of the Hoggar Massif on the West African Monsoon Onset. *28th International Conference on Alpine Meteorology/MAP meeting*, Zadar, Croatie

Bastin S., Drobinski P., Bock O., Caccia J.L., Campistron B., Champollion C., Dabas A. M., Delville P., Guénard V., Masson F., Reitebuch O., Werner C., 2005: On the Interaction Between Sea Breeze and Summer Mistral at the Exit of the Rhône Valley During the ESCOMPTE Experiment. *28th International Conference on Alpine Meteorology/MAP meeting*, Zadar, Croatie

2004

Drobinski P., Carlotti P., Redelsperger J.L., Newsom R.K., Banta R.M., 2004: Large-Eddy Simulation of a Shear-Driven Planetary Boundary Layer Flow: Comparison with the CASES'99 Experiment Observations. *16th Symp. on Boundary Layers and Turbulence*, Portland, Maine, USA

Drobinski P., Bastin S., Guénard V., Caccia J.L., Campistron B., Corsmeier U., Dabas A.M., Delville P., Lohou F., Protat A., Reitebuch O., Werner C., 2004: The Mistral at the Exit of the Rhône Valley. *11th Conference on Mountain Meteorology*, Mt. Washington Valley, New Hampshire, USA

Drobinski P., Bastin S., Guénard V., Caccia J.-L., Dabas A.M., Delville P., Protat A., Reitebuch O., Werner C., 2004: Dynamics of a Summer Mistral Event: Airborne Doppler Lidar Observations and Numerical Simulations. *22nd International Laser Radar Conference*, Matera, Italy

Drobinski P., Carlotti P., Redelsperger J.L., Newsom R.K., Banta R.M., 2004: Near Surface Turbulence in a Neutral Planetary Boundary Layer: Comparison of LES with the CASES'99 Experiment Observations. *10th European Turbulence Conference*. Trondheim, Norway

Bastin S., Drobinski P., 2004: Temperature and Wind Velocity Oscillations Along a Gentle Slope During Sea-Breeze Events. *11th Conference on Mountain Meteorology*, Mt. Washington Valley, New Hampshire, USA

Bastin S., Drobinski P., Dabas A.M., Delville P., Reitebuch O., Werner C., 2004: Sea-Breeze Case Study Using a Combination of Observations and Numerical Simulation in Complex Terrain in Southern France: Contribution to Matter Transport. *11th Conference on Mountain Meteorology*, Mt. Washington Valley, New Hampshire, USA

Guénard V., Drobinski P., Caccia J.L., Tédeschi G., 2004: The Relative Contributions of the Gap And Katabatic Forces in the MAP IOP 15 Mistral Windstorm. *11th Conference on Mountain Meteorology*, Mt. Washington Valley, New Hampshire, USA

Dubos T., Drobinski P., Carlotti P., 2004: Empirical Orthogonal Function Analysis of a Neutral Atmospheric Surface Layer. *10th European Turbulence Conference*. Trondheim, Norway

Carlotti P., Drobinski P., Redelsperger J.L., Newsom R.K., Banta R.M., 2004: Near Surface Turbulence in a Neutral Planetary Boundary Layer: Comparison of LES with the CASES'99 Experiment Observations. *21st International Congress of Theoretical and Applied Mathematics*. Warsaw, Poland

Foster R.C., Vianey F., Drobinski P., Carlotti P., 2004: Surface Fluxes and Streaks in the Near-Surface Layer. *13th Conference on Interactions of the Sea and Atmosphere*, Portland, Maine, USA

Lemonsu A., Bastin S., Masson V., Drobinski P., 2004: Study of the Stratification of the Urban Boundary Layer of Marseille Under Sea-Breeze Condition. *5th Symposium on Urban Environment*, Vancouver, Canada

Reitebuch O., Dabas A., Delville P., Drobinski P., Gantner L., Rahm S., Weissmann M., 2004: The Alpine Mountain-Plain Circulation "Alpine Pumping": Airborne Doppler Lidar Observations at 2 μm and 10.6 μm and MM5 Simulations. *22nd International Laser Radar Conference*, Matera, Italy

Mathieu A., Hourdin F., Lahellec A., Haeffelin M., Drobinski P., 2004: Cloudy Convective Boundary Layer Parameterization using a Mass Flux Approach. *14th International Conference on Clouds and Precipitation*, Bologna, Italy

2004

Drobinski P., Guénard V., Dabas A.M., Bastin S., Protat A., Caccia J.L., Campistron B., Delville P., Reitebuch O., Werner C., 2003: Combined Observations by Airborne Doppler Lidar and UHF-Wind Profilers of the 28 June 2001 Mistral Event During the ESCOMPTE Field Experiment. *6th International Symposium on Tropospheric Profiling: Needs and Technologies*. Leipzig, Germany

Drobinski P., Bastin S., Dusek J., 2003: Idealized Numerical Simulations of Flow Splitting at the Bifurcation between Two Valleys. *International Conference on Alpine Meteorology/MAP meeting*, Brig, Suisse

Bastin S., Drobinski P., Bénech B., Caccia J.L., Campistron B., Cosma-Averseng S., Dabas A., Delville P., Durand P., Guénard V., Reitebuch O., Werner C., 2003: Impact of Complex Terrain on Sea-breeze Circulation During ESCOMPTE IOP2b. *International Conference on Alpine Meteorology/MAP meeting*, Brig, Suisse

Flamant C., Drobinski P., Bénech B., Chimani B., Frioud M., Furger M., Häberli C., Jaubert G., Lothon M., Mitev V., Richner H., Steinacker R., Tschannett S., Vogt S., 2003: Föhn/Cold-Pool Interactions in the Rhine Valley During IOP 15 of the MAP SOP. *International Conference on Alpine Meteorology/MAP meeting*, Brig, Suisse

Guénard, V., Caccia J.L., Drobinski P., Campistron B., Bénech B., 2003: UHF Wind-Profiler Network Observations of a Land-To-Sea Low-Level Jet Affected by Local Thermal Effects: Cases of Summer Mistral in a Coastal Area. *6th International Symposium on Tropospheric Profiling: Needs and Technologies*. Leipzig, Germany

Reitebuch O., Dabas A., Delville P., Drobinski P., Gantner L., 2003: Characterization of Alpine Pumping by Airborne Doppler Lidar Measurements and Numerical Simulations. *International Conference on Alpine Meteorology/MAP meeting*, Brig, Suisse

Dabas A., Werner C., Reitebuch O., Drobinski P., Delville P., 2003: Doppler Lidar Observations of Mistral in the Rhône Valley during the ESCOMPTE Experiment. *12th Coherent Laser Radar Conference*, Bar Harbor, USA

Guénard V., Caccia J-L., Bénech B., Campistron B., Drobinski P., 2003: Study of a Mesoscale Land-to-Sea Low-Level Jet with a Network of UHF Wind Profilers: Cases of the Mistral Wind. *10th International Workshop on Technical and Scientific Aspects of MST Radar*, Piura, Prou

Reitebuch O., Werner C., Dabas A., Delville P., Drobinski P., Gantner L., 2003: Airborne Doppler Lidar Measurements and Numerical Simulations of Mesoscale Flow during "Alpine Pumping" Conditions. *12th Coherent Laser Radar Conference*, Bar Harbor, USA

Corsmeier U., Kottmeier C., Winkler P., Lugauer M., Reitebuch O., Drobinski P., 2003: Flow Modification and Mesoscale Transport Caused by "Alpine Pumping": A VERTIKATOR Case Study. *International Conference on Alpine Meteorology/MAP meeting*, Brig, Suisse

Mestayer P., Durand P., Augustin P., Bastin S., Bonnefond J.M., Bénech B., Campistron B., Coppalle A., Delbarre H., Dousset B., Drobinski P., Druilhet A., Fréjafon E., Grimmond S., Groleau D., Irvine M., Kergomard C., Kermadi S., Lagouarde J.P., Lemonsu A., Lohou F., Long N., Masson V., Moppert C., Noilhan J., Offerle B., Oke T., Pigeon G., Puygrenier V., Rosant J.M., Saïd F., Salmond J., Talbaut M., Voogt J., 2003: UBL/CLU-ESCOMPTE: The Urban Boundary Layer Field Experiment over Marseille and the Data Base. *4th International Conference on Urban Air Quality*, Prague, République Tchèque

2002

Drobinski P., Newsom R.K., Banta R.M., Carlotti P., Foster R.C., Naveau P., Redelsperger J.M., 2002: Turbulence in a Shear-Driven Nocturnal Surface Layer during the CASES'99 Experiment. *15th Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, Wageningen, The Netherlands

Drobinski P., Haeberli C., Richard E., Lothon M., Dabas A.M., Flamant P.H., Furger M., Steinacker R., 2002: Multiscale Analysis of a South Foehn Event: Unstationary and Inhomogeneity Aspects of the MAP IOP 12 South Foehn Event in the Rhine Valley. *10th Conference on Mountain Meteorology*, Park City, Utah, USA

Drobinski P., Reitebuch O., Dabas A.M., Delville P., Werner C., Delaval A., Boitel C., Herrmann H., Nagel E., Romand B., Streicher J., Bastin S., Caccia J.L., Durand P., Guénard V., 2002: Characterization of the 28 June 2001 Mistral Event during the ESCOMPTE Field Experiment. *10th Conference on Mountain Meteorology*, Park City, Utah, USA

Drobinski P., Newsom R.K., Banta R.M., Carlotti P., Foster R.C., Naveau P., Redelsperger J.M., 2002: Turbulence in a Shear-Driven Nocturnal Surface Layer as Observed by Doppler Lidar, Rawinsondes And Sonic Anemometer during the CASES'99 Experiment. *21st International Laser Radar Conference*, Québec, Canada

Bastin S., Drobinski P., Dabas A.M., Reitebuch O., Delville P., Werner C., Delaval A., Boitel C., Herrmann H., Nagel E., Romand B., Streicher J., Bénech B., Bock O., Caccia J.L., Durand P., Guénard V., 2002: Analysis of Land-Sea Breeze by Ground-Based Remote Sensors, Balloons and Airborne Doppler Lidar WIND during the ESCOMPTE Experiment. *21st International Laser Radar Conference*, Québec, Canada

Bastin S., Drobinski P., Dabas A.M., Reitebuch O., Delville P., Werner C., Delaval A., Boitel C., Herrmann H., Nagel E., Romand B., Streicher J., Bénech B., Bock O., Caccia J.L., Durand P., Guénard V., 2002: Analysis of IOP 2b Land-Sea Breeze Case during the ESCOMPTE Experiment. *10th Conference on Mountain Meteorology*, Park City, Utah, USA

Durand P., Cros B., Caccia J.L., Drobinski P., Godet Y., Kottmeier C., Laverdet G., Lohou F., Masclet P., Ponche J.L., Wortham H., 2002: The ESCOMPTE Program: An Overview. *7th Conference of the International Global Atmospheric Chemistry Project*, Creete, Greece

Guénard V., Caccia J.L., Campistron B., Drobinski P., 2002: UHF-Radar Investigations of Low-Tropospheric Mesoscale Dynamical Processes: Cases of Mistral. *2nd European Conference on Radar Meteorology*, Delft, The Netherlands

Dabas A.M., Werner C., Delville P., Reitebuch O., Drobinski P., 2002: Meso-scale Wind Field Observed over a Complex Terrain during the ESCOMPTE Field Campaign. *21st International Laser Radar Conference*, Québec, Canada

Werner C., Dabas A.M., Reitebuch O., Delville P., Romand B., Nagel E., Flamant P.H., Loth C., Köpp F., Streicher J., Drobinski P., Rahm S., Boitel C., Klier M., Bruneau B., Herrmann H., 2002: Airborne Doppler Lidar WIND: 1. Instrument and Validation. *21st International Laser Radar Conference*, Québec, Canada

2000

Drobinski P., Dabas A.M., Flamant P.H., Delaval A., Aupierre M., Delville P., Boitel C., Donier J.M., Romand B., Loth C., Haerberli C., 2000: Observation of Channelled Flow in the Rhine Valley During the MAP Field Experiment by Ground-Based Doppler Lidar and Rawinsondes. *20th International Laser Radar Conference*, Vichy, France

Drobinski P., Dabas A.M., Flamant P.H., Delaval A., Aupierre M., Delville P., Boitel C., Donier J.M., Romand B., Loth C., Haerberli C., 2000: Evidence of Flow-Splitting in the Rhine Valley During the MAP Field Experiment by Ground-Based Doppler Lidar. *9th Conference on Mountain Meteorology*, Snowmass, Colorado, USA

Flamant C., Drobinski P., Dusek J., Flamant P.H., Pelon J., 2000: Observation and Modeling of a Gap Flow in the Wipptal Valley. *9th Conference on Mountain Meteorology*, Snowmass, Colorado, USA

Foster R.C., Drobinski P., 2000: Near-Surface Streaks: Comparison of LES with Theory. *14th Symposium on Boundary Layers and Turbulence*, Aspen, Colorado, USA

Dabas A.M., Drobinski P., Delville P., Reitebuch O., Flamant P.H., Werner C., Loth C., Köpp F., 2000: 3D Wind Field Remote Sensing with the French-German Airborne Coherent Doppler Lidar WIND. *20th International Laser Radar Conference*, Vichy, France

Fochesatto J., Drobinski P., Flamant C., Guédalia D., Sarrat C., Flamant P.H., 2000: Observation and Modeling of the Atmospheric Boundary Layer Nocturnal-Diurnal Transition During the ESQUIF Experiment. *20th International Laser Radar Conference*, Vichy, France

Fochesatto J., P. Ristori, Drobinski P., Flamant C., Flamant P.H., M. Lavorato, P. Cesarano, E. Quel, 2000: A Survey of Atmospheric Boundary Layer in Argentine from 1996-1998. *20th International Laser Radar Conference*, Vichy, France

Vaughan J.M., Culoma A., Flamant P.H., Drobinski P., Flesia C., Geddes N., 2000: A Fundamental Review of Heterodyne and Direct Detection Methods for Space-Borne Doppler Wind Lidar. *20th International Laser Radar Conference*, Vichy, France

Dabas A.M., Wulfmeyer V., Brewer A., Drobinski P., 2000: Measuring Wind Turbulence with High-Resolution Coherent Doppler Lidars. *20th International Laser Radar Conference*, Vichy, France

Ristori P., Fochesatto J., Flamant C., Drobinski P., Flamant P.H., Lavorato M., Quel, E., 2000: Evidence of ENSO Teleconnection with Tropospheric ABL Dynamics Parameters. *20th International Laser Radar Conference*, Vichy, France

1999

Dabas A., Drobinski P., Hardesty R.M., Brewer A., Wulfmeyer V., 1999: Measuring Turbulence Parameters with Coherent Lidars. *10th Conference on Coherent Laser Radar*, Mount Hood, Oregon, USA

Zarader J.L., Gas B., Drobinski P., Dabas A., 1999: Doppler Frequency Estimation and Quality Control by Neural Networks. *10th Conference on Coherent Laser Radar*, Mount Hood, Oregon, USA

Guérit G., Augère B., Cariou J.P., Drobinski P., Flamant P.H., 1999: 1.5 and 2 μm Coherent Lidar Study for Wind Velocity and Backscattering Measurement. *10th Conference on Coherent Laser Radar*, Mount Hood, Oregon, USA

Köpp F., Häring R., Klier M., Nagel E., Reitebuch O., Schrecker M., Streicher S., Werner C., Wildgruber G., Loth C., Boitel C., Delville P., Drobinski P., Flamant P.H., Romand B., Sauvage L., Bruneau D., Meissonnier M., 1999: WIND Instrument Results of Ground Tests. *10th Conference on Coherent Laser Radar*, Mount Hood, Oregon, USA

1998

Drobinski P., Dabas A., Flamant P.H., 1998: Derivation of Wind Spectra from Coherent Doppler Lidar Velocity Measurements. *19th International Laser Radar Conference*, Annapolis, USA

Drobinski P., Périn J., Dabas A., Flamant P.H., Pelon J., 1998: Retrieval of 2D and 3D Windfield over Complex Orography by Airborne Doppler Lidar. *19th International Laser Radar Conference*, Annapolis, USA

Delville P., Drobinski P., Favreau X., Dabas A., Boitel C., Donier J.M., Romand B., Loth C., Flamant P.H., 1998: Transportable Wind Lidar for Meteorological Applications. *19th International Laser Radar Conference*, Annapolis, USA

1997

Drobinski P., Brown R.A., Flamant P.H., Menut L., Favreau X., Flamant C., Pelon J., Dabas A., Dupont E., 1997: Observations of a Suburban Atmospheric Boundary Layer Evolution by LMD Pulsed Infrared Doppler Lidar and Other Sensors During ECLAP Experiment. *9th Conference on Coherent Laser Radar*, Linköping, Suède

Drobinski P., Delville P., Favreau X., Flamant P.H., Dabas A., Pelon J., 1997: Measurement of the Refractive Index Structure Parameter C_n^2 in the Planetary Boundary Layer: Comparison between a 10 μm Pulsed Coherent Lidar and 0.9 μm Scintillometer. *9th Conference on Coherent Laser Radar*, Linköping, Suède

Dabas A., Drobinski P., Flamant P.H., 1997: Recursive Implementation of an Adaptive Levin Filter and Quality Control. *9th Conference on Coherent Laser Radar*, Linköping, Suède

1996

Drobinski P., Dabas A., Delville P., Favreau X., Flamant P.H., 1996: Measurement of the Refractive Index Structure Parameter C_n^2 in the Planetary Boundary Layer Using a Pulsed Coherent 10 μm Lidar in Direct Detection. In Ansmann A., Neuber R., Rairoux P., Wandinger U. (eds.), *Advances in Atmospheric Remote Sensing with Lidar*, Springer, Berlin, 251-254

Bruneau D., Loth C., Meissonnier M., Dabas A., Périn J., Drobinski P., Pelon J., Flamant P.H., 1996: SNR-Loss Budget of the Airborne Doppler Lidar WIND. In Ansmann A., Neuber R., Rairoux P., Wandinger U. (eds.), *Advances in Atmospheric Remote Sensing with Lidar*, Springer, Berlin, 227-230

Communications à des congrès, symposium

2005

Drobinski P., Bastin S., Dabas A., Delville P., Reitebuch O., Werner, C., 2005: Synthèse de l'Analyse des Données WIND Durant la Campagne ESCOMPTE. *Ateliers d'Expérimentation et d'Instrumentation*. Toulouse, France

Drobinski P., Sultan B., Janicot S., 2005: Role of the Hoggar Massif on the West African Monsoon Onset. *EGU General Assembly*, Vienne, Autriche

2004

Bastin S., Drobinski P., Flamant C., Chen F., Manning K., 2004: Impact de la Composition et de l'Humidité du Sol sur la Variabilité de la Vapeur d'Eau Atmosphérique. Étude du Cas du 29 Mai 2002 (campagne IHOP). *Ateliers de Modélisation de l'Atmosphère*. Toulouse, France

Bastin S., Drobinski P., Dabas A., Delville P., Reitebuch O., Werner, C., 2004: Sea Breeze Case Study using a Combination of Observations and Numerical Simulation in Complex Terrain in Southern France: Contribution to Matter Transport. *EGS, XXIX General Assembly*, Nice, France

Guénard V., Drobinski P., Caccia J.L., Tédeschi G., 2004: The Mistral: Gap or Downslope Wind? *EGS, XXIX General Assembly*, Nice, France

Hodzic A., Vautard R., Chepfer H., Chazette P., Beekmann M., Bessagnet B., Drobinski P., Haeffelin M., Morille Y., 2004: Aerosol Modeling at Urban Scale - Evaluation of the Chimere Model using Lidar and Sunphotometer Measurements. *EGS, XXIX General Assembly*, Nice, France

2003

Drobinski P., Carlotti P., Newsom R.K., Banta R.M., Foster R.C., Redelsperger J.L., 2003: The Structure of the Near-Neutral Atmospheric Surface Layer as Observed During the CASES'99 Experiment. *EGS, XXVIII General Assembly*, Nice, France

Drobinski P., Carlotti P., Redelsperger J.L., Newsom R.K., Banta R.M., 2003: Near Surface Turbulence in a Neutral Planetary Boundary Layer: Comparison of LES with the CASES'99 Experiment Observations. *Ateliers de Modélisation de l'Atmosphère*, Toulouse, France

Bastin S., Drobinski P., Bock O., Caccia J.L., Campistron B., Champollion C., Dabas A., Delville P., Durand P., Reitebuch O., Werner C., 2003: Propagation d'un Front de Brise: Comparaison entre Observations et Simulations Méso-NH. *Ateliers de Modélisation de l'Atmosphère*, Toulouse, France

Dabas A., Werner C., Delville P., Reitebuch O., Drobinski P., Cousin F., 2003: Observation of Wind Field over Heterogeneous Terrain by the French-German Airborne Doppler Lidar WIND. *EGS, XXVIII General Assembly*, Nice, France

Hourdin F., Idelkadi A., Mathieu A., Lahellec A., Drobinski P., 2003: A New Mass Flux Parameterization for the Convective Boundary Layer Based on a Mass Flux Representation of Thermals. *EGS, XXVIII General Assembly*, Nice, France

Guichard F., Flamant C., Van Baelen J., Bock O., Couvreur F., Parsons D., Weckwerth T., Pelon J., Drobinski P., Lhomme K., Guenno M., Doerflinger E., 2003: Analysis of Water Vapour Variability and its Links with Convection: Some IHOP₂₀₀₂ Preliminary Results. *EGS, XXVIII General Assembly*, Nice, France

Mathieu A., Haeffelin M., Piriou J.M., Morille Y., Drobinski P., Kirgis G., Pelon J., 2003: Évaluation des Champs de Couche Limite Atmosphérique Prévus par le Modèle ARPEGE sur le Site Instrumental du SIRT. *Ateliers de Modélisation de l'Atmosphère*, Toulouse, France

2002

Foster R.C., Drobinski P., 2002: A Model of Near-Surface Boundary Layer Streak Formation. *EGS, XXVII General Assembly*, Nice, France

Dabas A.M., Werner C., Delville P., Reitebuch O., Drobinski P., 2002: Observation of the Three-Dimensional Structure of Sea-Breeze over a Complex Terrain. *EGS, XXVII General Assembly*, Nice, France

Saïd F., Ancellet G., Simeonov V., Campistron B., Kottmeier C., Dabas A.M., Drobinski P., Durand P., Fréjafon E., Junkermann W., Perros P., Wilson R., 2002: Vertical Structure of the Polluted Low Troposphere during ESCOMPTE 2001. *EGS, XXVII General Assembly*, Nice, France

2001

Drobinski P., Richard E., Haeberli C., Dabas A.M., Flamant P.H., Delaval A., Aupierre M., Delville P., Boitel C., Donier J.M., Romand B., Loth C., 2001: Observation and Mesoscale Numerical Modeling of the Time Evolution of Flow Splitting in the Rhine Valley During IOP 12 of the Map Special Observing Period. *EGS, XXVI General Assembly*, Nice, France

Flamant C., Drobinski P., Banta R., Darby L., Dusek J., Hardesty R.M., Nance L., Pelon J., 2001: Gap Flow in an Alpine Valley during a Shallow South Foehn Event: Observation and Hydraulic Analog. *EGS, XXVI General Assembly*, Nice, France

Furger M., Drobinski P., Haeberli C., Neininger B., Vogt S., 2001: Vertical Velocity Measurements During the Foehn of 24 October 1999 in the Rhine Valley. *EGS, XXVI General Assembly*, Nice, France

Fochesatto G.J., Drobinski P., Ancellet G., Flamant C., Flamant P.H., Guédalia D., Pelon J., Perros P., Sarrat C., 2001: Nocturnal Downward Transport of Ozone from the Residual Layer to the Surface During IOP 6 of the ESQUIF Experiment. *EGS, XXVI General Assembly*, Nice, France

Dabas A.M., Drobinski P., Reitebuch O., Richard E., Delville P., Flamant P.H., Werner C., 2001: Airborne Doppler Lidar Observations and Meso-Scale Simulations of In-Valley Flow in the Wipptal During the Map Field Experiment. *EGS, XXVI General Assembly*, Nice, France

Dabas A.M., Reitebuch O., Drobinski P., Richard E., Volkert H., Delville P., Flamant P.H., Werner C., 2001: Airborne Doppler Lidar Observations of the Dynamics in the Vicinity of a High Altitude Jet. *EGS, XXVI General Assembly*, Nice, France

2000

Drobinski P., Dabas A.M., Haeberli C., Flamant P.H., 2000: Analysis of Dynamical Processes for Flow Splitting in the Rhine Valley from Doppler Lidar and Rawinsonde Data. *MAP meeting*, Bohinjaska Bistrica, Slovenia

Drobinski P., Dabas A.M., Flamant P.H., Delaval A., Aupierre M., Delville P., Romand B., Boitel C., Donier J.M., Loth C., 2000: Experimental Investigation of a Shallow Foehn Event During MAP Experiment Using a Ground-Based Doppler Lidar. *EGS, XXV General Assembly*, Nice, France

Haeberli C., Drobinski P., Dabas A.M., Flamant P.H., 2000: Dynamics of Foehn-Induced Flow in the Rhine Valley from Rawinsondes and Ground-Based Doppler Lidar. *MAP meeting*, Bohinjaska Bistrica, Slovenia

Flamant C., Drobinski P., Dusek J., Flamant P.H., Pelon J., 2000: Observation and Modeling of Gap Flows and Hydraulic Jumps in Atmosphere: From PYREX to MAP. *EGS, XXV General Assembly*, Nice, France

Fochesatto J., Drobinski P., Flamant C., Flamant P.H., Guédalia D., 2000: Diurnal Cycle of the Atmospheric Boundary Layer During the ESQUIF Experiment: Dynamics and Exchange Processes. *EGS, XXV General Assembly*, Nice, France

1999

Drobinski P., Flamant P.H., Loth C., Delville P., Romand B., Boitel C., Bruneau D., Pelon J., Lopez M., Meissonnier M., Dabas A., Werner C., Köpp F., Reitebuch O., Nagel E., Klier M., Herrmann H., Streicher J., 1999: Restitution des Champs de Vent Associés aux Écoulements Moyenne Échelle par le Lidar Vent Aéroport WIND. *Ateliers d'Instrumentation et d'Expérimentation*, Toulouse, France

Drobinski P., Aupierre M., Delaval A., Delville P., Romand B., Boitel C., Flamant P.H., Loth C., Dabas A., Donier J.M., 1999: Étude Préliminaire d'un cas de Foehn de Sud l'Aide des Données du Lidar Vent Transportable Pendant la Campagne MAP. *Ateliers d'Instrumentation et d'Expérimentation*, Toulouse, France

Delville P., Delaval A., Drobinski P., Aupierre M., Romand B., Boitel C., Flamant P.H., Loth C., Dabas A., Donier J.M., 1999: Le Lidar Vent Transportable (LVT). *Ateliers d'Instrumentation et d'Expérimentation*, Toulouse, France

Flamant P.H., Werner C., Köpp F., Loth C., Delville P., Reitebuch O., Boitel C., Bruneau D., Drobinski P., Häring R., Herrmann H., Klier M., Lopez M., Meissonnier M., Nagel E., Romand B., Sauvage L., Schrecker M., Streicher S., Wildgruber G., 1999: WIND the Joint French-German Airborne Doppler Lidar. *EOS/SPIE Symposium on Remote Sensing, Conference on Laser Radar Techniques*, Firenze, Italy, 119-126

1998

Drobinski P., Brown R.A., Flamant P.H., Pelon J., 1998: Modulation of Surface Fluxes by Organized Large Eddies. *EGS, XXIIIrd General Assembly*, Nice, France

Drobinski P., Delville P., Dabas A., Loth C., Flamant P.H., 1998: Foehn Events and Boundary Layer Dynamics on Steep Orography during MAP: Contribution of a Transportable Wind Lidar. *MAP Meeting*, Chamonix, France

Flamant P.H., Werner C., Drobinski P., Dabas A., Pelon J., Wolkert H., Loth C., Köpp F., 1998: Gravity Wave Breaking, PV Banners and Gap Flow during MAP: Contribution of the Airborne Wind Lidar WIND. *MAP Meeting*, Chamonix, France

1997

Drobinski P., Brown R.A., Flamant P.H., Menut L., Flamant C., Pelon J., Dabas A., 1997: Observations Préliminaires de Structures Organisées dans la Couche Limite Convective par Lidar Doppler. *Ateliers d'Instrumentation et d'Expérimentation*, Paris, France

1996

Drobinski P., A. Dabas, P.H. Flamant, J. Pelon, 1996: Réalisation d'un Lidar Doppler Hétérodyne Transportable et Application à la Mesure de Champ de Vent Tri-dimensionnel. *Ateliers d'Instrumentation et d'Expérimentation*, Toulouse, France

Rapports

1998

Flamant P.H., Drobinski P., Dabas A., 1998: Preparation for Concept Trade-Off of the Atmospheric Dynamics Mission: Wind Lidar Using Heterodyne Detection. *Final Report, ESA contract, RFQ/3-9053/97/NL/RE*, December 1998.

Flamant P.H., Drobinski P., Dabas A., P. Delville, 1998: Preparatory Experimental Tests to Validate Signal Processing for Doppler Wind Lidar. *Final Report, ESA contract PO 160942*, September 1998.

1996

Menut L., Flamant C., Pelon J., Valentin R., Drobinski P., Flamant P.H., 1996: ECLAP: Étude de la Couche Limite en Agglomération Parisienne. *Rapport final, EDF Contrat n° 2L7640 / AEE 1818*, Septembre 1996.

1995

Drobinski P., Rancher J., Moulin C., Delersnijder E., 1995: Modèle à Deux Couches de la Circulation Côtière autour de Mururoa: Comparaisons avec des Données Expérimentales. *Rapport Final, CEA-DIRCEN, n° 05/SMSRB/NP/95*, Avril 1995.

Références bibliographiques

- Ancellet, G.M., and R.T. Menzies, 1987: Atmospheric correlation time measurements and effects on coherent Doppler lidar. *J. Opt. Soc. Am.*, **4**, 367-373.
- Andrén, A., and C.H. Moeng, 1993: Single-point closures in a neutrally stratified boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3366-3379.
- Arritt, R.W., 1993: Effects of the large-scale flow on characteristic features of the sea breeze. *J. Appl. Meteor.*, **32**, 116-125.
- Atkinson, B.W., and J.W. Zhang, 1996: Mesoscale shallow convection in the atmosphere. *Rev. Geophys.*, **34**, 403-431.
- Banta, R.M., 1995: Sea breezes shallow and deep on the California coast. *Mon. Wea. Rev.*, **123**, 3614-3622.
- Bastin S., P. Drobinski, V. Guénard, J.L. Caccia, B. Campistron, A.M. Dabas, P. Delville, O. Reitebuch, and C. Werner, 2005: On the interaction between sea breeze and summer Mistral at the exit of the Rhône valley. *Mon. Wea. Rev.*, en révision.
- Bastin S., and P. Drobinski, 2005: Sea breeze induced mass transport over complex terrain in southeastern France. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, en révision.
- Bastin S., P. Drobinski, A.M. Dabas, P. Delville, O. Reitebuch, and C. Werner, 2005: Impact of the Rhône and Durance valleys on sea-breeze circulation in the Marseille area. *Atmos. Res.*, **74**, 303-328.
- Bastin S., and P. Drobinski, 2005: Temperature and wind velocity oscillations along a gentle slope during sea-breeze events. *Boundary Layer Meteorol.*, **114**, 573-594.
- Bastin S., C. Champollion, O. Bock, P. Drobinski, F. Masson, 2005: On the use of GPS tomography to investigate water vapor variability during a Mistral/sea breeze event in southeastern France. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L05808, doi:10.1029/2004GL021907.
- Bechtold, P., Pinty, J.P., Mascart, P., 1991. A numerical investigation of the influence of large-scale winds on sea-breeze and inland-breeze-type circulations. *J. Appl. Meteor.*, **30**, 1268-1279.
- Bougeault, P., P. Binder, A. Buzzi, R. Dirks, R. Houze, J. Kuettner, R.B. Smith, R. Steinacker, and H. Volkert, 2001: The MAP special observing period. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **82**, 433-462.
- Bougeault P., B. Benech, P. Bessemoulin, B. Carissimo, A. Jansa Clar, J. Pelon, M. Petitdidier, and E. Richard, PYREX, 1997: A Summary of Findings. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 637-650.
- Bradshaw, P. and F.Y.F. Wong, 1972: The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer. *J. Fluid Mech.*, **52**, 113-135.
- Briere, S., 1987: Energetics of daytime sea breeze circulation as determined from a two-dimensional, third-order turbulence closure model. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 1455-1474.
- Brown, R.A., 1970: A secondary flow model for the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 742-757.
- Brown, R.A., 1972: On the inflection point instability of a stratified Ekman boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **29**, 850-859.
- Brown, R.A., 1974: *Analytical methods in the planetary boundary layer modeling*, in Adam Hilger LTD., London and Halstead Press, John Wiley and Sons, New York.
- Brown, R.A., and W.T. Liu, 1982: An operational large scale marine PBL model. *J. Appl. Meteorol.*, **21**, 261-269.
- Busch, N.E., 1973: The surface boundary layer. *Bound.-Layer Meteor.*, **4**, 213-240.
- Businger, J.A., J.C. Wyngaard, Y. Izumi, and E.F. Bradley, 1971: Flux profile relationships in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 181-189.

- Caccia J.L., V. Guénard, B. Bénéch, B. Campistron, and P. Drobinski, 2004: Vertical velocity and turbulence aspects during Mistral events as observed by UHF wind profilers. *Ann. Geophys.*, **22**, 3927-3936.
- Campins, J., A. Genoves, A. Jansà, J.A. Guijarro, and C. Ramis, 2000: A catalogue and a classification of surface cyclones for the western Mediterranean. *Int. J. Climatol.*, **10**, 969-984.
- Carlotti P., and P. Drobinski, 2004: Length-scales in wall-bounded high Reynolds number turbulence. *J. Fluid Mech.*, **516**, 239-264.
- Carlotti, P., 2002: Two point properties of atmospheric turbulence very close to the ground: comparison of a high resolution LES with theoretical models. *Bound.-Layer Meteor.*, **104**, 381-410.
- Champollion, C., F. Masson, M.N. Bouin, A. Walpersdorf, E. Doerflinger, O. Bock and J. Van Baelen, 2005: GPS Water vapour tomography: Preliminary results from the ESCOMPTE field experiment. *Atmos. Res.*, **74**, 253274.
- Clifford, S.F., and S. Wandzura, 1981: Monostatic heterodyne lidar performance: the effect of the turbulent atmosphere. *Appl. Opt.*, **20**, 514-516.
- Corsmeier U., R. Behrendt, P. Drobinski, and C. Kottmeier, 2005: The Mistral and its effect on air pollution transport and vertical mixing. *Atmos. Res.*, **74**, 275-302.
- Cros B., P. Durand, H. Cachier, P. Drobinski, E. Fréjafon, C. Kottmeier, P.E. Perros, V.H. Peuch, J.L. Ponche, D. Robin, F. Saïd, G. Toupance, and H. Wortham, 2004: The ESCOMPTE program: an overview. *Atmos. Res.*, **69**, 241-279.
- Cuxart, J., P. Bougeault, and J.L. Redelsperger, 2000: A multiscale turbulence scheme apt for LES and mesoscale modelling. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **126**, 1-30.
- Dabas A., P. Drobinski, and P.H. Flamant, 2000: Velocity biases of adaptive filter estimates in heterodyne Doppler lidar measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **17**, 1189-1202.
- Dabas A., P. Drobinski, and P.H. Flamant, 1999: Adaptive filters for frequency estimate of heterodyne Doppler lidar returns: recursive implementation and quality control. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **16**, 361-372.
- Dabas A., P. Drobinski, and P.H. Flamant, 1998: Chirp induced bias in velocity measurements by a coherent Doppler CO₂ lidar. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **15**, 407-415.
- Deardorff, J.W., 1972: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layer. *J. Appl. Meteorol.*, **29**, 91-115.
- Doran, J.C., and Horst, T.W., 1981: Velocity and temperature oscillations in drainage winds. *J. Appl. Meteorol.*, **20**, 361-364.
- Drobinski P., S. Bastin, J. Dusek, G. Zängl, and P.H. Flamant: Idealized numerical simulations of flow splitting at the bifurcation between two valleys: comparison with the Mesoscale Alpine Program experiment. *Meteorol. Atmos. Phys.*, en révision.
- Drobinski P., P. Carlotti, J.L. Redelsperger, R.M. Banta, and R.K. Newsom, 2005: Numerical and experimental investigation of the neutral atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, en révision.
- Drobinski P., S. Bastin, V. Guénard, J.L. Caccia, A.M. Dabas, P. Delville, A. Protat, O. Reitebuch, and C. Werner, 2005: Summer Mistral at the exit of the Rhône valley. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **131**, 353-375.
- Drobinski P., B. Sultan, and S. Janicot, 2005: Role of the Hoggar massif on the west African monsoon onset. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L01705, doi:10.1029/2004GL020710.
- Drobinski P., P. Carlotti, R.K. Newsom, R.M. Banta, R.C. Foster, and J.L. Redelsperger, 2004: The structure of the near-neutral atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 699-714.
- Drobinski P., and R.C. Foster, 2003: On the origin of near-surface streaks in the neutrally-stratified planetary boundary layer. *Boundary Layer Meteorol.*, **108**, 247-256.
- Drobinski P., C. Haeberli, E. Richard, M. Lothon, A.M. Dabas, P.H. Flamant, M. Furger, and R. Steinacker, 2003: Scale interaction processes during MAP-IOP 12 south föhn event in the Rhine valley. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **129**, 729-754.
- Drobinski P., A.M. Dabas, C. Haeberli, and P.H. Flamant, 2003: Statistical characterization of the flow structure in the Rhine valley. *Boundary Layer Meteorol.*, **106**, 483-505.
- Drobinski P., A.M. Dabas, C. Haeberli, and P.H. Flamant, 2001: On the small-scale dynamics of flow splitting in the Rhine valley during a shallow föhn event. *Boundary Layer Meteorol.*,

99, 277-296.

Drobinski P., J. Dusek, and C. Flamant, 2001: Diagnostics of hydraulic jump and gap flow in stratified flows over topography. *Boundary Layer Meteorol.*, **98**, 475-495.

Drobinski P., C. Flamant, J. Dusek, P.H. Flamant, and J. Pelon, 2001: Observational evidence and modeling of an internal hydraulic jump at the atmospheric boundary layer top during a Tramontane event. *Boundary Layer Meteorol.*, **98**, 497-515.

Drobinski P., J. Périn, A.M. Dabas, P.H. Flamant, and R.A. Brown, 2000: Simulations of the retrieval of a two-dimensional wave-like structure in the atmospheric boundary layer by an airborne 10.6 μm -heterodyne Doppler lidar. *Meteorol. Z.*, **9**, 329-338.

Drobinski P., A.M. Dabas, and P.H. Flamant, 2000: Remote measurement of turbulent wind spectra by heterodyne Doppler lidar technique. *J. Appl. Meteorol.*, **39**, 2434-2451.

Drobinski P., P.H. Flamant, and P. Salamitou, 2000: Spectral diversity technique for heterodyne Doppler lidar that uses hard target returns. *Appl. Opt.*, **39**, 376-385.

Drobinski P., A.M. Dabas, P. Delville, P.H. Flamant, J. Pelon, and R.M. Hardesty, 1999: Refractive index structure parameter in the planetary boundary layer: a comparison of measurements taken by a 10.6 μm coherent lidar, a 0.9 μm scintillometer and in situ sensors. *Appl. Opt.*, **38**, 1648-1656.

Drobinski P., R.A. Brown, P.H. Flamant, and J. Pelon, 1998: Evidence of organised large eddies by ground-based Doppler lidar, sonic anemometer and sodar. *Boundary Layer Meteorol.*, **88**, 343-361.

Dupont E., L. Menut, B. Carissimo, J. Pelon, and P.H. Flamant, 1999: Observations of the atmospheric boundary layer in Paris and its rural suburbs: the ECLAP experiment. *Atmos. Env.*, **33**, 979-994.

Durrán, D.R., 1990: Mountain waves and downslope winds. *Atmospheric processes over complex terrain*, Meteorological Monographs, **23**, 59-81, American Meteorological Society.

Etling, D., and Brown, R.A., 1993: A review of large-eddy dynamics in the planetary boundary layer. *Boundary Layer Meteorol.*, **65**, 215-248.

Ferrare, R.A., J.L. Schols, E.W. Eloranta, and, R. Coulter, 1991: Lidar observations of banded convection during BLX83. *J. Appl. Meteorol.*, **30**, 312-326.

Flamant C., P. Drobinski, A. Protat, B. Chimani, M. Furger, S. Gubser, C. Haeberli, H. Richner, and R. Steinacker, 2005: Föhn/cold-pool interactions in the Rhine valley during MAP IOP 15. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, soumis.

Flamant, C., E. Richard, C. Schär, R. Rotunno, L. Nance, M. Sprenger, and R. Benoit, 2004: The wake south of the Alps: Dynamics and structure of the lee-side flow and secondary potential vorticity banners. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **130**, 1275-1303.

Flamant, C., 2003: Alpine lee cyclogenesis influence on air-sea heat exchanges and marine atmospheric boundary layer thermodynamics over the western Mediterranean during a Tramontane/Mistral event. *J. Geophys. Res.*, **108** (C2), FET 5-1, 5-24.

Flamant C., P. Drobinski, R. Banta, L. Darby, J. Dusek, R.M. Hardesty, L. Nance, J. Pelon, and E. Richard, 2002: Gap flow in an Alpine valley during a shallow south föhn event: observations, numerical simulations and hydraulic analog. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **128**, 1173-1210.

Fleagle, R.G., 1950: A Theory of air drainage. *J. Meteorol.*, **7**, 227-232.

Fochesatto J., P. Drobinski, C. Flamant, D. Guédalia, C. Sarrat, P.H. Flamant, and J. Pelon, 2001: Evidence of dynamical coupling between the residual layer and the developing convective boundary layer. *Boundary Layer Meteorol.*, **99**, 451-464.

Foster R.C., F. Vianey, P. Drobinski, and P. Carlotti, 2005: Near-surface sweeps and ejections in a neutrally-stratified large eddy simulation. *Boundary Layer Meteorol.*, soumis.

Foster, R.C., 1997: Structure and energetics of optimal Ekman layer perturbations. *J. Fluid Mech.*, **333**, 97-123.

Foster, R.C., and R.A. Brown, 1994: On large-scale PBL modelling: surface wind and latent heat flux comparisons. *Global Atmos. Ocean Syst.*, **2**, 199-219.

Frehlich, R.G., 1997: Effects of wind turbulence on coherent lidar performance. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **14**, 54-75

Frehlich, R.G., and M.J. Kavaya, 1991: Co-

- herent laser radar performance for general atmospheric refractive turbulence. *Appl. Opt.*, **30**, 5325-5352.
- Furger M, P. Drobinski, A.S.H. Prévôt, R.O. Weber, W.K. Graber, and B. Neininger, 2001: Validation of scintillometer horizontal and vertical crosswinds during strong föhn with lidar and aircraft measurements. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **18**, 1975-1988.
- Gilliam, R.C., Raman, S., Niyogi, D.D.S., 2004: Observational and numerical study on the influence of large-scale flow direction and coast-line shape on sea-breeze evolution, *Bound.-Layer Meteorol.*, **111**, 275-300.
- Grant, A.L.M., 1986: Observations of boundary layer structure made during the 1981 KONTUR experiment. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **112**, 825-841.
- Grant, A.L.M., 1992: The structure of turbulence in the near-neutral atmospheric boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 226-239.
- Grossman, R.L., 1982: An analysis of the vertical velocity spectra obtained in the BOMEX fair-weather trade-wind boundary layer. *Boundary Layer Meteorol.*, **23**, 323-357.
- Guénard V., P. Drobinski, J.L. Caccia, G. Tedeschi, and P. Currier, 2005: Dynamics of the MAP IOP-15 severe Mistral event: observations and high-resolution numerical simulations. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, soumis.
- Guénard V., P. Drobinski, J.L. Caccia, B. Campistron, and B. Bénéch B., 2005: An observational study of the mesoscale Mistral dynamics. *Boundary Layer Meteorol.*, **115**, 263-288.
- Guérit G., P. Drobinski, P.H. Flamant, and J.P. Cariou, 2002: Effectiveness of simultaneous independent realizations at low carrier-to-noise ratio to improve heterodyne Doppler lidar performance. Part I: theory and numerical simulations. *Appl. Opt.*, **41**, 2232-2239.
- Guérit G., P. Drobinski, B. Augière, and P.H. Flamant, 2002: Effectiveness of simultaneous independent realizations at low carrier-to-noise ratio to improve heterodyne Doppler lidar performance. Part II: experimental results. *Appl. Opt.*, **41**, 7510-7515.
- Guérit G., P. Drobinski, P.H. Flamant, and B. Augière, 2001: Analytical empirical expressions of the transverse coherence properties for monostatic and bistatic lidar in presence of moderate atmospheric refractive index turbulence. *Appl. Opt.*, **40**, 4275-4285.
- Haeffelin M., L. Barthès, O. Bock, C. Boitel, S. Bony, D. Bouniol, H. Chepfer, M. Chiriaco, J. Delanoë, P. Drobinski, J.L. Dufresne, C. Flamant, M. Grall, A. Hodzic, F. Hourdin, F. Lapouge, Y. Lemaître, A. Mathieu, Y. Morille, C. Naud, V. Noël, J. Pelon, C. Pietras, A. Protat, B. Romand, G. Scialom, and R. Vautard, 2005: SIRTA, a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research. *Ann. Geophys.*, **23**, 253-275
- Hartmann, J., C. Kottmeier, and S. Raasch, 1997: Roll vortices and boundary-layer development during a cold air outbreak, *Boundary Layer Meteorol.*, **84**, 45-65.
- Helmis, C.G., and Papadopoulos, K.H., 1996: Some aspects of the variation with time of katabatic flow over a simple slope. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **122**, 595-610.
- Heywood, G.S.P., 1933: Katabatic winds in a valley. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **59**, 47-58.
- Hodzic A., H. Chepfer, R. Vautard, P. Chazette, M. Beekmann, B. Bessagnet, B. Chatenet, J. Cuesta, P. Drobinski, P. Goloub, M. Haeffelin, and Y. Morille, 2004: Comparison of aerosol chemistry-transport model simulations with lidar and sun-photometer observations at a site near Paris. *J. Geophys. Res.*, **109**, D23201, doi:10.1029/2004JD004735.
- Högström, U., J.C.R. Hunt, and A.S. Smedman, 2002: Theory and measurements for turbulence spectra and variances in the atmospheric neutral surface layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, **103**, 101-124.
- Hoinka, K.P., 1985: Observation of the air-flow over the Alps during a foehn event. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **111**, 199-224.
- Hoinka, K.P., 1980: Synoptic-scale atmospheric features and foehn. *Beitr. Phys. Atmos.*, **53**, 486-507.
- Hommema, S.E., and R.J. Adrian, 2003: Packet structure of surface eddies in the atmospheric boundary layer. *Bound.-Layer Meteorol.*, **106**, 35-60.
- Horst, T.W., Doran, J.C., 1986: Nocturnal drainage flow on simple slopes. *Bound.-Layer Meteorol.*, **34**, 263-286.
- Horst, T.W., Doran, J.C., 1988: The turbulence structure of nocturnal slope flow. *J. Atmos.*

- Sci.*, **45**, 605-616.
- Hourdin, F., F. Couvreux, and L. Menut, 2002: Parameterization of the dry convective boundary layer based on a mass flux representation of thermals. *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1105-1123.
- Hunt, J.C.R., and P. Carlotti, 2001: Statistical structure at the wall of the high Reynolds number turbulent boundary layer. *Flow, Turbulence, Combustion*, **66**, 453-475.
- Hunt, J.C.R., and J.F. Morrison, 2000: Eddy structure in turbulent boundary layers. *Eur. J. Mech. B - Fluids*, **19**, 673-694.
- Hunt, J.C.R., P. Moin, M. Lee, R.D. Moser, P. Spalart, N.N. Mansour, J.C. Kaimal, and E. Gaynor, 1989: Cross-correlation and length-scales in turbulent flows near surfaces. In *Advances in turbulence 2*. Eds. H. H. Fernholz and H. E. Fiedler, Springer-Verlag.
- Hunt, J.C.R., and J.M.R. Graham, 1978: Free-stream turbulence near plane boundaries. *J. Fluid Mech.*, **84**, 209-235.
- Hunt, J.C.R., C.J. Bell, J.A. Peterka, and H. Woo, 1978: Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization. *J. Fluid Mech.*, **86**, 179-200.
- Jacquín, L., O. Leuchtner, C. Cambon, and J. Mathieu, 1990: Homogeneous turbulence in the presence of rotation. *J. Fluid Mech.*, **220**, 1-52.
- Jansá, A., 1987: Distribution of the mistral: A satellite observation. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **36**, 201-214.
- Jiang, Q., R.B. Smith, and J.D. Doyle, 2003: The nature of the Mistral: Observations and modeling of two MAP events. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **129**, 857-876.
- Kim, K.C., and R.J. Adrian, 1999: Very large-scale motion in the outer layer. *Phys. Fluids*, **11**, 417-422.
- Koffi, E., M. Georgelin, B. Bénech, and E. Richard, 1993: Étude des mécanismes de formation de la Tramontane. In *Atelier de modélisation de l'atmosphère*, Toulouse, 139-149.
- Kolmogorov, A.N., 1941: The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *C.R. Acad. Sci. USSR*, **30**, 299.
- Kuettner, J.P., 1971: Cloud bands in the Earth's atmosphere, *Tellus*, **23**, 404-425.
- Lamb, H., 1932: *Hydrodynamics*, University Press, Cambridge 738 pp.
- Le Barbé, L., T. Lebel, and D. Tapsoba, 2002: Rainfall variability in West Africa during the years 1950-90. *J. Climate*, **15**, 187-202.
- Lee, M.J., and J.C.R. Hunt, 1989: The structure of sheared turbulence near a plane boundary. In *Proceedings of the seventh symposium on turbulent shear flow*. Stanford University, San Francisco, California, USA.
- Lemonsu A., S. Bastin, V. Masson, and P. Drobinski, 2005: Stratification of the urban boundary layer over Marseille under sea breeze condition. *Boundary Layer Meteorol.*, sous presse.
- LeMone, M.A., 1973: The structure and dynamics of horizontal roll vortices in the planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1077-1091.
- LeMone, M.A., 1976: Modulation of turbulence energy by longitudinal rolls in an unstable planetary boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **33**, 1308-1320.
- Lilly D., 1966: On the instability of Ekman boundary flow. *J. Atmos. Sci.*, **23**, 481-490.
- Lin, C.L., J.C. McWilliams, C.H. Moeng, and P.P. Sullivan, 1996: Coherent structures in a neutrally-stratified planetary boundary layer. *Phys. Fluids*, **8**, 2626-2639.
- Liou, Y.-C., and D.K. Lilly, 1997: Numerical study of the structure and evolution of a heated planetary boundary layer with a jet. *J. Geophys. Res.*, **102**, 4447-4462.
- Longuet-Higgins, M.S., 1973: A model of flow separation at a free surface. *J. Fluid Mech.*, **57**, 129-148.
- Mann, J., 1994: The spatial structure of neutral atmospheric surface layer turbulence. *J. Fluid Mech.*, **273**, 141-168.
- Malkus, W.V.R., 1956: Outline of a theory of turbulent shear flow. *J. Fluid Mech.*, **1**, 521-539.
- Mathieu A., J.M. Piriou, M. Haeffelin, P. Drobinski, F. Vinit, and F. Bouyssel, 2005: Identification of error sources in planetary boundary layer cloud forecast using SIRTAs observations. *Geophys. Res. Lett.*, en révision.

- Mathieu, A., A. Lahellec, and A. Weill, 2004: Evaluation of a numerical weather forecast model using boundary layer cloud top temperature retrieved from AVHRR. *Mon. Wea. Rev.*, **132**, 915-928.
- Mayençon, R., 1982: *Météorologie pratique. Editions maritimes d'Outre-Mer.*
- Menut, L., R. Vautard, C. Flamant, C. Abonneil, M. Beekmann, P. Chazette, P.H. Flamant, D. Gombert, D. Guédalia, D. Kley, M.P. Lefebvre, B. Lossec, D. Martin, G. Mégie, M. Sicard, P. Perros, and G. Toupance, 2000: Atmospheric pollution over the Paris area: the ESQUIF project. *Ann. Geophys.*, **18**, 1467-1481.
- Medeiros Filho, F.C., D.A.R. Jayasuriya, R.S. Cole, C.G. Helmig, and D.N. Asimakopulos, 1988: Correlated humidity and temperature measurements in the urban atmospheric boundary layer. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **39**, 197-202.
- Mestayer P., P. Durand, P. Augustin, S. Bastin, J.M. Bonnefond, B. Bénech, B. Campistron, A. Coppalle, H. Delbarre, B. Dousset, P. Drobinski, A. Druilhet, E. Fréjafon, S. Grimmond, D. Groleau, M. Irvine, C. Kergomard, S. Kermadi, J.P. Lagouarde, A. Lemonsu, F. Lohou, N. Long, V. Masson, C. Moppert, J. Noilhan, B. Offerle, T. Oke, G. Pigeon, V. Puygrenier, S. Roberts, J.M. Rosant, F. Saïd, J. Salmond, M. Talbaut, and J. Voogt, 2005: The urban boundary layer field experiment over Marseille UBL/CLU-ESCOMPTE: experimental set-up and first results. *Boundary Layer Meteorol.*, **114**, 315-365.
- Miller, K.S., and M.M. Rochwarger, 1972: A covariance approach to spectral moment estimation. *IEEE Trans. Inform. Theory*, **IT-18**, 588-596.
- Millot, C., 1979: Wind induced upwellings in the Gulf of Lions. *Oceanol. Acta.*, **2**, 261-274.
- Miura, Y., 1986: Aspect ratios of longitudinal rolls and convection cells observed during cold air outbreaks. *J. Atmos. Sci.*, **43**, 26-39.
- Moeng, C.H., and P.P. Sullivan, 1994: A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 999-1022.
- Morille Y., M. Haeffelin, P. Drobinski, and J. Pelon, 2005: STRAT: structure of the atmosphere from single channel lidar data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, soumis.
- Nicholls, S., and C.J. Readings, 1979: Aircraft observations of the structure of the lower boundary layer over the sea. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **105**, 785-802.
- Oh D., P. Drobinski, P. Salamitou, and P.H. Flamant, 1996: Optimal local oscillator power for CMT photo-voltaic detector in heterodyne mode. *Infrared Phys. and Tech.*, **37**, 325-333.
- Overland, J.E., 1984: Scale analysis of marine winds in straits and along mountainous coasts. *Mon. Wea. Rev.*, **112**, 2530-2534.
- Physick, W.L., Byron-Scott, R.A.D., 1977: Observations of the sea breeze in the vicinity of a gulf. *Weather*, **32**, 373-381.
- Panofsky, H.A., 1974: The atmospheric boundary layer below 150 meters. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **6**, 147-177.
- Pedlosky, J., 1987: Inviscid shallow-water theory. In *Geophysical fluid dynamics*. 2nd ed., Springer-Verlag New York Inc., 724 pp.
- Pettré, P., 1982: On the problem of violent valley wind. *J. Atmos. Sci.*, **39**, 542-554.
- Poulos, G.S., W. Blumen, D.C. Fritts, J.K. Lundquist, J. Sun, S. Burns, C. Nappo, R.M. Banta, R.K. Newsom, J. Cuxart, E. Terradellas, B. Basley, and M. Jensen, 2002: CASES-99: A comprehensive investigation of the stable nocturnal boundary layer. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **83**, 555-581.
- Prandtl, L., 1952: *Essentials of Fluid Mechanics*. In *Blackie and Son Ltd.*
- Puygrenier, V., F. Lohou, B. Campistron, F. Saïd, G. Pigeon, B. Bénech and D. Serça, 2005: Investigation on the fine structure of sea-breeze during ESCOMPTE experiment. *Atmos. Res.*, **74**, 329-353.
- Queney, P., 1948: The problem of air flow over mountains: a summary of theoretical results. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **29**, 16-26.
- Redelsperger, J.L., F. Mahé, and P. Carlotti, 2001: A simple and general subgrid model suitable both for surface layer and free-stream turbulence. *Bound.-Layer Meteorol.*, **101**, 375-408.
- Reible, D. D., Simpson, J. E., Linden, P. F., 1993: The sea breeze and gravity-current frontogenesis. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **119**, 1-16.
- Rhein, M., 1995: Deep water formation in the western Mediterranean. *J. Geophys. Res.*, **10**

(C4), 6943-6959.

Richner H., K. Baumann-Stanzer, B. Bénech, H. Berger, B. Chimani, M. Dorninger, P. Drobinski, M. Furger, S. Gubser, T. Gutermann, C. Haerberli, E. Haeller, M. Lothon, V. Mitev, D. Ruffieux, G. Seiz, R. Steinacker, S. Tschannett, S. Vogt, and R. Werner, 2005: Unstationary aspects of föhn in a large valley part I: operational setup, scientific objectives and analysis of the cases during the special observing period of the MAP subprogramme FORM. *Meteorol. Atmos. Phys.*, sous presse.

Salamitou, P., A.M. Dabas, and P.H. Flamant, 1995: Simulation in the time-domain for heterodyne coherent laser radar. *Appl. Opt.*, **34**, 499-505.

Schär, C., M. Sprenger, D. Luthi, Q. Jiang, R.B. Smith, and R. Benoit, 2003: Structure and dynamics of an Alpine potential vorticity banner. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **129**, 857-876.

Schär, C., and R.B. Smith, 1993 Shallow-water flow past isolated topography. Part I: Vorticity production and wake formation. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1373-1400.

Schmidt, H., and U. Schumann, 1989: Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulation. *J. Fluid Mech.*, **200**, 511-562.

Schumann, U., 1990: Large-eddy simulation of the up-slope boundary layer. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, **116**, 637-670.

Simpson, J.E, 1997: Gravity currents in the environment and the laboratory, *Cambridge University Press*, U.K., 244 pp.

Simpson, J.E, 1994: Sea breeze and local winds, *Cambridge University Press*, U.K., 234 pp.

Smith, R.B., 1989: Hydrostatic flow over mountains. *Advances in Geophysics*, Academic Press, **31**, 1-41.

Smith, R.B., 1985: On severe downslope winds. *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2597-2603.

Srivastava, R.C., and D. Atlas, 1974: Effect of finite radar pulse volume on turbulence measurements. *J. Appl. Meteorol.*, **13**, 472-480.

Sultan, B. and S. Janicot, 2003: The West African monsoon dynamics. Part II: The "preonset" and "onset" of the summer monsoon. *J. Climate*, **16**, 3407-3427.

Tatarskii, V.I, 1971: *The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation*. Keter. Jerusalem

Tobak, M. and D.J. Peake, 1982: Topology of three-dimensional separated flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **14**, 61-85.

Townsend, A.A., 1976: *The structure of turbulent shear flows*. 2nd edn., Cambridge University Press, Cambridge, 429 pp.

Trigo, I.F., T.D. Davies, and G.R. Big, 1999: Objective climatology of cyclones in the Mediterranean region. *J. Climate*, **12**, 1685-1696.

Tyson, P.D., 1968: Velocity fluctuations in the mountain wind. *J. Atmos. Sci.*, **25**, 381-384.

Vautard R., D. Martin, M. Beekmann, P. Drobinski, R. Friedrich, A. Jaubertie, D. Kley, M. Lattuati, P. Moral, B. Neininger, and J. The-loke, 2003: Paris emission inventory diagnostics from the ESQUIF airborne measurements and a chemistry-transport model. *J. Geophys. Res.*, **108**, 8564, doi:10.1029/2002JD002797.

Weckwerth, T.M., J.W. Wilson, R.M. Wakimoto, and N.A. Crook, 1997: Horizontal convective rolls: determining the environmental conditions supporting their existence and characteristics. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 505-526.

Werner C., P.H. Flamant, O. Reitebuch, F. Köpp, J. Streicher, S. Rahm, E. Nagel, M. Klier, H. Herrmann, C. Loth, P. Delville, P. Drobinski, B. Romand, C. Boitel, D. Oh, M. Lopez, M. Meissonnier, D. Bruneau, and A.M. Dabas, 2001: WIND instrument. *Opt. Eng.*, **40**, 115-125.

Wrathall, J.E., 1985: The Mistral and forest fires in Provence-Côte d'Azur-South France. *Weather*, **40**, 119-124.

Yaglom, A.M., 1991: Similarity laws for wall turbulence flows. In T. Dracos and A. Tsinober, Eds., Monte Verità, Birkhäuser, *New approaches and concept in turbulence*, pp. 7-27

Wyngaard, J.C., and M.A. LeMone, 1980: Behavior of the refractive index structure parameter in the entraining convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1573-1585.

Wyngaard, J.C., and O.R. Coté, 1971: The budgets of turbulent kinetic energy and temperature variance in the atmospheric surface layer. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 190-201.

Zrnić, D.S., 1979: Estimation of spectral

moments for weather echoes. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, **GE-17**, 113-127.