Fleur Couvreux
DEA Océanologie, Météorologie et Environnement
Option Environnement atmosphérique

Transport atmosphérique d'espèces traces :

Paramétrisations du transport convectif

Stage de DEA
sous la direction de Frédéric Hourdin et Jean-Yves Grandpeix
au Laboratoire de Météorologie Dynamique

Juin 2000

Table des matières

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier Frédéric pour sa disponibilité, ses conseils et nombreuses aides tout au long de ce stage, et son enthousiasme permanent. Je remercie aussi Jean-Yves pour ses explications utiles sur la convection en général et la paramétrisation de Kerry Emanuel en particulier et pour sa patience lors des longues recherches de "bugs" dans les programmes. Merci aussi à Sandrine et Alain pour les discussions sur CONVECT. Je porte une attention particulière à Gwenola, Laurent et Robert pour leur aide informatique. Merci à Jean-Louis sans qui Grads aurait encore plein de mystères pour moi. Petite pensée envers tous les membres du LMD pour la bonne humeur qu'ils créent dans ce laboratoire. Et enfin, merci à Sam, Gilles et Gabriel pour les pauses questions (Sam) et le soutien lors des longues soirées finales (Gabriel et Gilles). Et puis un grand merci à Etienne.

Introduction

Mélanges et transport sont des caractéristiques dynamiques essentielles de l'atmosphère. Ils sont responsables de la redistribution globale des constituants atmosphériques (gaz, aérosols). Ces distributions sont cruciales pour les études chimiques de l'atmosphère (distribution de l'ozone), les études d'évènements de pollution mais jouent également un rôle dans le transfert radiatif (distribution des aérosols par exemple). Un nombre arbitraire d'espèces traces ont été introduites récemment dans le GCM du LMD. Les espèces traces peuvent être définies comme tout composé atmosphérique en quantité faible par opposition aux composants majeurs de l'atmosphère (azote, oxygène...). Elles peuvent permettre de marquer les masses d'air car elles sont transportées passivement sans rétroagir avec les variables climatiques : ce sont alors des traceurs. Dans la suite, nous utiliserons le mot de traceurs pour définir des espèces traces se comportant comme des marqueurs des masses d'air. Une des problématiques sur laquelle travaille actuellement les équipes du LMD et du Service d'aéronomie est la compréhension des phénomènes de transport des traceurs et sa paramétrisation dans les GCM. On peut distinguer quatre composantes du transport : le transport par la grande échelle, le transport turbulent, le transport convectif et le lessivage. Nous nous sommes intéressés ici au transport convectif, lié soit à une convection sèche soit à une convection humide.

Une bonne représentation des transports turbulent, méso-échelle et convectif est essentielle pour la modélisation du climat, notamment pour la détermination des échanges océan-atmosphère, biosphère-atmosphère et pour le calcul de la fraction nuageuse. La modélisation du climat et la représentation de la circulation atmosphérique générale s'effectue à grande échelle. Pourtant les échelles des mouvements convectifs et turbulents s'étalent elles sur une gamme variée allant du mètre à plusieurs kilomètres mais cependant inférieures à l'échelle d'une maille (quelques centaines de kilomètres) de GCM (General Circulation Model) et les effets de ces mouvements doivent donc être paramétrisé. C'est le cas de tout phénomène qui se manifeste à des échelles plus petites que celle de la maille mais dont l'impact peut s'étendre à la grande échelle. L'objectif d'une paramétrisation n'est pas de représenter le détail du processus mais plutôt les contributions de celui-ci à grande échelle. Les paramétrisations de convection en flux de masse, de plus en plus utilisés dans les GCM, permettent de facilement représenter le transport convectif (contrairement aux autres schémas de convection) : dans le modèle du LMD, deux schémas en flux de masse peuvent être utilisés celui de Tiedtke et celui de K. Emanuel (en option). Une nouvelle paramétrisation de la couche limite qui s'inspire de ces schémas de convection (elle est aussi basée sur des flux de masse) a été introduite dans LMDZ, nous avons analysé le transport produit par ces paramétrisations.

L'importance du transport convectif des traceurs est triple :

- Il est, d'une part, essentiel de pouvoir simuler correctement le transport des traceurs et d'avoir ainsi accès à leur distribution dans l'atmosphère. Ces distributions sont notamment cruciales pour simuler les évènements de pollution aussi bien à l'échelle locale que continentale. De plus, une connaissance de la distribution de l'eau, principal gaz à effet de serre (fortement transportée par la convection), permettrait sans doute une meilleure quantification de l'effet sur le climat de l'augmentation des gaz à effet de serre.
- D'autre part, grâce à une bonne connaissance du transport, il est aussi possible d'inverser les trajectoires des particules et de remonter aux sources. Actuellement, des études (dont une menée par des chercheurs du LSCE) cherchent à déterminer ainsi les sources de CO_2 (Denning et al. (1999)). La variation diurne et saisonnière de la hauteur de la couche limite amplifie le cycle diurne de la concentration de CO_2. C'est ce qu'on appelle le "rectifying effect". En fait, la photosynthèse et la convection sèche ou humide sont toutes les deux forcées principalement par le rayonnement solaire et ont les mêmes fréquences saisonnières et diurnes. Leurs effets sur la concentration de CO_2 sont en phase. Il existe donc une forte concentration de CO_2 près de la surface quand la respiration est active (mélange peu profond et inefficace : couche limite nocturne) et une plus faible concentration quand la photosynthèse domine (mélange convectif important le jour).
- Enfin, les traceurs servent aussi de moyen de validation des paramétrisations qui sont déterminantes dans le transport des espèces, notamment la paramétrisation de la couche limite et celle de la convection. Les traceurs sont, en effet, un test supplémentaire et indépendant par rapport aux variables météorologiques pour valider la convection. Tout traceur ayant une durée de vie de quelques jours, une concentration détectable et mesurable facilement et une source bien définie et localisée est approprié pour tester les paramétrisations de transport.

Ce stage se situe dans la continuité d'un travail d'un mois sur les thermiques effectué l'an dernier pendant lequel nous avons validécette nouvelle paramétrisation de la couche limite à partir de la campagne de mesures ESQUIF. L'objectif de ce stage est une exploration des différentes paramétrisations du transport convectif. Nous avons tout d'abord effectué différents tests pour modifier un peu la paramétrisation des thermiques puis analysé le transport des espèces traces dans un cas idéal de convection sèche : le cas ESQUIF (simulations 1D). Ensuite, nous avons réalisé des simulations 3D avec cette paramétrisation pour évaluer l'impact de ce nouveau schéma des thermiques sur les distributions de variables atmosphériques. Après avoir identifié les modifications des variables météorologiques, nous nous sommes concentrés sur l'étude des distributions de traceurs (essentiellement sur le radon) simulées par ce nouveau schéma. Enfin, nous avons également comparé, au moyen de simulations 1D, les conséquences sur le transport d'espèces traces de deux schémas de convection humide celui de Kerry Emanuel et celui de Tiedtke.

Chapitre 1

Le modèle LMDZ-T

1.1 Généralités sur LMDZ

Le modèle LMDZ est le modèle de circulation générale atmosphérique du Laboratoire de Météorologie Dynamique. La version originale a été décrite par Sadourny and Laval (1984). Il se compose de deux parties : un code hydrodynamique qui intègre dans le temps et sur la sphère les équations de la mécanique des fluides (équations dites "primitives") et un code physique qui regroupe l'ensemble des "paramétrisations physiques" : le transfert radiatif, le mélange turbulent, la convection, les nuages... Il peut être utilisé en mode climatique (simulations longues où l'on ne regarde que les aspects statistiques) ou prévisionnel (simulations déterministes de quelques jours effectuées à partir d'un état initial réaliste).

Horizontalement, les équations sont discrétisées sur une grille longitude-latitude. Cette grille peut être affinée sur une région particulière (d'où le nom du modèle LMDZ, Z pour zoom). Elle peut atteindre une résolution spatiale de 50 km. Verticalement le modèle est passé récemment d'une coordonnée sigma à une coordonnée hybride. Les coordonnées hybrides sont définies, à chaque niveau l, par $P(l) = A(l).Ps + B(l)$ où Ps est la pression de surface et A et B sont des coefficients définis de telle sorte que les niveaux du modèle épousent la topographie (P(l)∼A(l)Ps) près de la surface et qu'elles soient très proches de niveaux isobares (P(l)∼B(l)) à plus haute altitude. La répartition des couches verticales est irrégulière, afin de permettre notamment une plus grande précision dans la couche limite. Pour une discrétisation verticale de 40 couches par exemple, la première couche est à une altitude de 40 mètres, la quinzième couche à une altitude de 4.4 kilomètres, les couches sont espacées de 500 mètres entre 1,5 kilomètre et 3,5 kilomètres et les dernières couches du modèle espacées de plusieurs kilomètres.

Le modèle de surface utilisé est très rudimentaire il est amené à être remplacé par un modèle de végétation de Sechiba. La température est calculée par un modèle de conduction thermique intégré sur onze couches à partir du bilan d'énergie en surface. L'humidité du sol est représentée par un modèle de seau pouvant contenir au maximum 150 mm d'eau. Toute l'eau supplémentaire est considérée comme perdue par ruissellement. Le modèle de couche limite est un modèle de diffusion turbulente. Dans la version LMDZ 3.3, on peut utiliser comme paramétrisation de la diffusion turbulente celle de Mellor and Yamada (1974). C'est

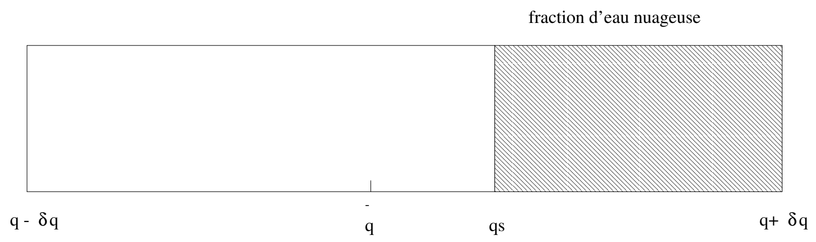

FIG. 1.1 – *modèle diagnostique d'eau nuageuse dans LMDZ, q est la valeur moyenne de l'eau vapeur dans le modèle. La vapeur d'eau a une distribution uniforme entre q-δq et q+δq, qs est la valeur de l'humidité saturante. La partie hachurée correspond à la fraction nuageuse.*

une paramétrisation plus sophistiquée que la diffusion turbulente initiale du modèle qui inclut notamment une équation pronostique de l'énergie cinétique turbulente (Liu (1998)). Le schéma de nuages est un schéma pronostique (cf figure 1.1). La distribution de la vapeur d'eau est uniforme entre $\bar{q}-\delta q$ et $\bar{q}+\delta q$ où $\bar{q}$ est la valeur moyenne sur la maille de l'humidité. La fraction nuageuse correspond à la fraction de cette vapeur d'eau dépassant l'humidité saturante. Le code du transfert radiatif est celui de Fouquart and Bonnel (1980) pour le rayonnement solaire et de Morcrette (1989) pour le rayonnement terrestre. Les schémas de convection seront détaillés par la suite mais actuellement la version LMDZ.3.3 utilise la paramétrisation en flux de masse de Tiedtke.

1.2 Simulations 1D et 3D

LMDZ permet d'effectuer des simulations 1D et 3D. Les calculs concernant la partie dynamique (pas de temps de 6 minutes), sont réellement effectués sur une grille 3D avec des échanges horizontaux entre mailles, alors que la partie physique (calculée toutes les trente minutes) peut être vue comme une juxtaposition de colonnes d'atmosphère n'interagissant pas entre elles. Pour les simulations 3D, il est nécessaire d'indiquer les conditions initiales (initialisation des variables dynamiques et des variables physiques), les limites et les constantes du problème.

Pour les simulations 1D (modélisation d'une colonne d'atmosphère), un programme principal fait appel directement à la partie physique. Il est alors uniquement nécessaire d'avoir un fichier d'initialisation des variables de la physique et un fichier contenant les conditions aux limites. Dans les simulations 1D, le modèle ne résout pas l'advection (pas d'échanges avec les autres colonnes). L'advection est une condition aux limites du modèle qu'il faut préciser puisqu'elle n'est pas résolue explicitement. On spécifie donc un forçage grande échelle. Deux solutions ont ici été envisagées: on peut rappeler les vents vers un vent géostrophique ou le forcer aux données des radiosondages.

1.3 LMDZ-T, la version traceur du modèle LMDZ

Pour étudier l'impact des composés atmosphériques à l'état de trace sur l'évolution du climat, le transport des espèces traces a récemment été introduit dans LMDZ. Plusieurs thèmes d'étude sur le couplage chimie-climat utilisent désormais LMDZ-T, la version traceur de LMDZ : la chimie des espèces soufrées (SA/LOA), la chimie des gaz à effet de serre (SA), l'étude de la dispersion atmosphérique, l'application à la détection des essais nucléaires (LMD), l'interaction aérosols et climat (LSCE), l'inversion de mesures de CO_2 (LSCE).

Dans ce travail, nous nous sommes restreints à l'étude de traceurs inertes chimiquement ; il n'est alors pas nécessaire de modéliser la chimie. On distingue les traceurs passifs des traceurs actifs. Les premiers ne rétroagissent pas avec le climat contrairement aux seconds. Les traceurs permettent une meilleure connaissance de certains phénomènes notamment le transport mais également le lessivage. C'est grâce à de nombreux travaux sur l'étude des gaz et aérosols radioactifs naturels que l'on a pu progresser dans la connaissance des profils de stabilité verticale de l'atmosphère et sa diffusion turbulente. Par exemple, les traceurs émis vers 25km ont servi à l'étude de la vitesse de sédimentation et des transferts stratosphère-troposphère. Les radio-éléments artificiels permettent un marquage des masses d'air favorisant les études de la circulation, de la diffusion...

On peut résumer le cycle atmosphérique des traceurs (Armengaud (2000)) ainsi :

- la source du traceur : elle peut être dans le sol ou dans l'atmosphère. Dans l'atmosphère, elle peut être d'origine cosmique, chimique ou radioactive. Au sol, elle peut être liée à la respiration et la photosynthèse (CO_2), à l'évaporation (H_2O)...
- le transport des traceurs : il faut prendre en compte la diffusion, l'advection mais aussi les brassages verticaux qui existent dans la couche limite ou dans les nuages. Cette composante est commune à tous les traceurs et c'est celle sur laquelle nous nous sommes concentrés.
- les puits:
  - le lessivage : on différencie le lessivage par nucléation (les gouttes d'eau piègent les particules) et par impaction (la pluie entraîne les particules dans sa chute). Le lessivage ne concerne que les espèces traces liquides ou solides.
  - les réactions chimiques : pour l'instant nous nous intéresserons uniquement aux espèces traces étant chimiquement inerte.
  - la sédimentation gravitationnelle : les particules tombent sous l'effet de leur poids.
  - le dépôt sec au sol.
  - la décroissance radioactive.

Dans LMDZ-T, les quatre composantes du transport des traceurs ont été séparées :

- le transport grande échelle : un nouveau schéma d'advection (Van Leer I) a été implanté par Hourdin and Armengaud (1999). Bon nombre des schémas produisent des valeurs négatives ou sont très diffusifs. Quatre critères assurent un bon schéma d'advection : la positivité, le caractère conservatif des variables, la faible diffusion et la stabilité. Ce nouveau schéma est à la fois conservatif, positif, peu diffusif et stable. Il présente l'avantage par rapport aux autres schémas possédant les mêmes qualités d'être moins coûteux en temps de calcul.

- le transport turbulent : dans cette étude deux transports turbulents sont utilisés. Celui de la paramétrisation d'origine de la couche limite est basé sur une longueur de mélange. Celui de la paramétrisation des thermiques se fonde sur un transport en flux de masse. Dans la diffusion turbulente, le flux du traceur est proportionnel au gradient vertical et le coefficient de proportionnalité est fonction de la longueur de mélange, du nombre de Richardson et du cisaillement de vent. Nous détaillerons dans la deuxième partie le transport produit par les thermiques.
- le transport convectif : les flux de masse sont calculés par la paramétrisation de Tiedtke (Boucher et al. (1995)). Le transport des traceurs est calculé de manière similaire à la paramétrisation de la vapeur d'eau. Le flux du traceur, F_q s'écrit :

$$F_q = M_a q_a + M_d q_d - (M_a + M_d) q_e$$

  où M_a, M_d sont les flux de masse montant et descendant, q_a, q_d et q_e respectivement les quantités de traceurs dans le panache montant, le panache descendant et l'environnement. Le flux de masse dans l'environnement, M_e est égal à l'opposé de la somme du flux montant et descendant. Nous détaillerons dans la troisième partie le transport produit par la paramétrisation de K. Emanuel.
- le lessivage : pour l'instant le lessivage est très rudimentaire.

En plus des composantes du transport, il a fallu inclure la modélisation des sources des traceurs. Dans le modèle, les sources peuvent être prescrites de deux manières pour des traceurs émis en surface : soit en exprimant le flux de surface à partir du réservoir au sol et de la concentration dans la première couche (cas du radon et de l'eau), soit en imposant le flux surfacique (cas du CO_2). Il faut également modéliser le dépôt sec.

Pour modéliser le cycle des traceurs à l'aide de LMDZ-T, deux approches sont utilisées (Armengaud (2000)) :

- Une méthode dite " on-line" détermine conjointement les processus météorologiques et le transport des traceurs. Le modèle LMDZ-T a été créé dans l'objectif de réaliser surtout des simulations "on-line".
- Une méthode dite " off-line" consiste à créer un modèle de traceur indépendant qui fonctionne en important les variables dynamiques et physiques préalablement calculées (vents, pression de surface, température, fréquence des évènements convectifs..). On fait appel à trois fichiers contenant respectivement les champs dynamiques, les champs météorologiques nécessaire pour le calcul de la convection et de la couche limite et les variables conditionnant le lessivage. Cette méthode présente les avantages et défauts suivants :
  - les avantages :
    - la méthode "off-line" est quasiment équivalente à la méthode "on-line" en l'absence de rétroactions. Il s'agit en fait de remplacer l'interfaçage fortran présent dans la méthode "on-line" par des fichiers où sont stockés les variables nécessaires. La différence majeure est le pas de temps auquel sont échangées les données (30 minutes pour la méthode "on-line" et 3 à 6 heures pour la méthode "off-line".
    - une utilisation plus légère car il suffit de faire tourner le modèle de traceurs. Elle est donc moins coûteuse en temps de calcul. Ainsi permet elle la répétition d'une expérience sur un traceur autant de fois que souhaité et l'inversion des

trajectoires des espèces traces pour pouvoir remonter aux sources (calcul des rétro-panaches).

- les inconvénients :
  - les non-linéarités ne sont pas toujours bien représentées.
  - pas de prise en compte des couplages. Les rétroactions des traceurs sur la dynamique ne sont pas pris en compte notamment celles entre les aérosols et les paramètres climatiques comme le rayonnement ou la nucléation. C'est l'inconvénient le plus gênant de ces modèles.

La méthode "on-line" est utilisée pour les études chimie-climat et la méthode "off-line" pour la validation des paramétrisations.

1.4 Les traceurs utilisés

Nous présentons les traceurs utilisés dans cette étude. Le plomb et le radon sont des traceurs prévus dans LMDZ, leur source et leurs différents puits sont déjà implantés dans le modèle.

1.4.1 Le radon 222

Le radon est un gaz rare. Il est chimiquement inerte et peu soluble dans l'eau (on peut donc négliger son lessivage par les précipitations). Il résulte de la désintégration radioactive du radium présent dans les roches crustales et est donc émis naturellement par la surface terrestre : c'est un traceur des masses d'air continentales. En effet, le flux de radon au-dessus des continents est de 0.7 à 1.3 atomes/cm^2/s, celui au-dessus des océans est mille fois inférieur. Le radon passe du sol à l'atmosphère par diffusion à travers les poches de gaz situées entre les particules du sol mais seule une fraction de un à dix pour cent s'échappe du sol. Pour simplifier, on considère, dans le modèle, une production par le sol uniforme spatialement de 1 atome/cm^2/s et nulle au-dessus des océans. D'autre part, la source de radon est inhibée quand la surface est gelée. L'émission de radon en surface dépend notamment (Brost and Chatfield (1989)) du type de roches et du sol, de l'humidité de surface, des taux de pluie récemment enregistrés (les précipitations diminuent la valeur du flux en surface), de la température, de la vitesse du vent en surface et de la couverture de glace. Dans le modèle, toutes ces influences sont négligées exceptée l'inhibition par un sol gelé qui annule le flux de radon en surface. La production du radon est variable dans le temps et dans l'espace et cette variabilité est mal connue.

Le radon est affecté par la turbulence de surface, les processus turbulents de la couche limite, la convection sèche et humide, l'advection de grande échelle. Son principal puits est sa décroissance radioactive en l'atome de plomb avec un temps de demi-vie de 3,8 jours qui est un temps de demi-vie typique des aérosols troposphériques. C'est un traceur sensible au transport vertical au-dessus des continents car son temps de vie est de l'ordre de l'échelle de temps de la ventilation de la couche limite et c'est donc un traceur particulièrement utile de la convection et du transport grande échelle. Le principal inconvénient de ce traceur est le peu de profils verticaux disponibles à ce jour. Il est donc pratique pour les inter-comparaisons mais plus difficile à utiliser pour les validations. Une étude de Jacob and Prather (1990) a montré que les concentrations de radon étaient au premier ordre réglées par la convection sèche.

1.4.2 Le plomb 210

Le plomb est produit par désintégration radioactive du radon. Il se fixe très rapidement et irréversiblement sur les particules de diamètre inférieur à 1μm. C'est donc un bon traceur des aérosols. Les particules auxquelles il se fixe sont entraînées dans la circulation de la basse troposphère puis lessivées par la pluie. Il existe des mesures de ses concentrations au sol et de son flux de dépôt. Notons que le plomb libéré par les activités anthropiques n'est pas du plomb 210 mais du plomb 214.

1.4.3 Les matrices d'échanges

En plus des deux traceurs déjà implantés dans le modèle, nous avons utilisé, lors de nos simulations, d'autres traceurs. Nous avons notamment inclus 18 traceurs fictifs émis chacun dans une couche du modèle. Le premier traceur est émis uniquement dans la première couche, le deuxième dans la deuxième couche et ainsi de suite. Leur source a été modélisée de deux façons différentes :

- soit une source de 1kg/kg d'air au premier pas de temps.
- soit une source constante de 1kg/kg d'air à chaque pas de temps, avec un temps de décroissance pour l'espèce.

Cela nous a permis de déterminer numériquement les matrices d'échanges ou matrices de transilience. Ce formalisme a été introduit par Stull (1988). Ce sont des matrices représentant les échanges entre les paires de couches. L'axe des ordonnées est celui des couches et l'axe des abscisses est celui des différents traceurs. Le traceur i est émis dans la ième couche et transporté vers les différentes couches. Pour suivre son transport, il suffit de se placer à l'abscisse i et de regarder sa concentration dans les différentes couches j (ordonnées j), comme une lecture d'un profil vertical.

1.4.4 Le CO_2

Le CO_2 a été aussi modélisé. C'est un traceur dont les sources et les puits sont essentiellement localisés au sol. La principale source est la photosynthèse et les principaux puits la respiration des plantes et les échanges avec l'océan. Ce traceur présente un temps de résidence long de l'ordre de 150 ans. Le flux de CO_2 atmosphère-biosphère est difficile à estimer du fait de l'inhomogénéité de la biosphère, du manque de données et de la mauvaise connaissance des mécanismes (stockage et échanges). Une des façons de calculer les sources de CO_2 est d'utiliser une méthode d'inversion. Mais il faut alors tenir compte du "rectifying effect" (cf Denning et al. (1999)).

Chapitre 2

Transport dans la couche limite convective sèche

La couche limite atmosphérique est la couche d'air située au-dessus de la surface terrestre, où les processus diffusifs liés à la surface interviennent (frottements du vent, échanges de chaleur et de vapeur d'eau, diffusion de polluants). Elle répond à ces forçages à des échelles de temps de l'ordre d'une heure ou moins (Stull (1988)). Dans cette couche limite, les échanges se font par des mouvements turbulents. La hauteur de la couche limite varie entre quelques dizaines de mètres si l'atmosphère est très stable et quelques kilomètres quand elle est instable et qu'il y a donc des phénomènes de convection. Dans la couche limite, l'équilibre géostrophique n'est pas valable mais on a souvent un équilibre approché entre trois forces : la force de Coriolis, la force de gradient de pression et la force de frottement visqueux.

La couche limite présente une stratification verticale. On distingue en effet :

- la couche de surface dont l'épaisseur est de l'ordre de dix pour cent de la hauteur de la couche limite.
- la couche convective qui est le lieu d'activités turbulentes d'origine thermique (refroidissement radiatif par le haut ou chauffage au sol) et dynamique. Même quand la convection est le mécanisme dominant dans cette couche, il existe un cisaillement de vent qui contribue à la génération de turbulence. En présence d'un temps couvert, cette couche sera moins développée.
- la zone d'entraînement qui sépare la couche limite de la troposphère libre.

La couche limite varie de manière importante lors du cycle diurne : elle est beaucoup plus développée le jour que la nuit (il n'y a pas de couche convective la nuit, elle est remplacée par une couche résiduelle). Nous nous sommes intéressés ici à la couche limite convective. Celle-ci se met en place une demi-heure après le lever du jour. Elle augmente jusqu'au milieu de l'après-midi par des processus d'entraînement. Il y existe un intense mélange vertical : la température potentielle et l'humidité ont une valeur presque constante dans toute la couche convective. Le transport horizontal est assuré par les vents moyens et est le plus souvent négligeable devant le transport vertical dû à la turbulence (ce sera le cas dans nos études 1D simulant le cas Esquif).

La couche limite atmosphérique terrestre est le siège de mouvements méso-échelles avec des vitesses verticales de l'ordre du m/s alors que les vitesses verticales moyennes sont plutôt de l'ordre du cm/s. Ces mouvements peuvent être plus ou moins organisés. Il existe, en fait, une grande variété de structures organisées (Atkinson and Zhang (1996)). Ce sont des figures de convection de un à deux kilomètres de hauteur et ayant une échelle horizontale de plusieurs dizaines de kilomètres. Cette convection s'étend de la surface à la couche stable délimitée par l'inversion de température potentielle qui correspond au toit de la couche convective. L'instabilité à l'origine de ces figures de convection peut être dynamique dans le cas des rouleaux ou thermique dans le cas des cellules.

2.1 Les fermetures classiques

La diffusion turbulente joue un rôle important dans le transport de la couche limite. Elle résulte de fluctuations du champs de vitesse qui tendent à modifier les concentrations relatives. Si u', w' et q' sont les perturbations de vent (zonal et vertical) et d'humidité, les flux liés à ces perturbations sont :

$$Fu = \bar{w'}u' = -K_z\frac{\partial u}{\partial z}$$

et

$$Fq = \bar{w'}q' = -K_z\frac{\partial q}{\partial z}$$

K_z est le coefficient de diffusion turbulente et il s'exprime par (hypothèse de Prandtl):

$$K_z \simeq l.|w'|$$

l est la longueur de mélange et $|w'|$ et $|u'|$ l'ordre de grandeur des perturbations de vitesse verticale et zonale. Avec l'approximation d'une couche mince, on considère qu'aucune des directions n'est privilégiée et on a donc :

$$|w'| \simeq |u'| \simeq l|\frac{\partial u}{\partial z}|$$

d'où

$$K_z = l^2|\frac{\partial u}{\partial z}|$$

On obtient alors l'équation de diffusion suivante :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{\rho}.\frac{\partial(\rho.K_z.\frac{\partial u}{\partial z})}{\partial z} \tag{2.1}$$

Les coefficients turbulents dépendent du nombre local de Richardson.

Ce modèle de viscosité turbulente ne permet pas de rendre compte de différentes observations :

- Le transport turbulent de température potentielle se fait dans le sens du gradient local.
- Des vitesses ascendantes importantes de l'ordre du m/s sont observées notamment en planeur.

- Des figures de convection méso-échelle (d'une hauteur allant de 1 à 3 kilomètres) permettent des échanges directes entre la surface et le sommet alors que le modèle de viscosité turbulente ne permet que des échanges entre couches voisines.

Pour remédier au premier défaut, une première solution a été d'introduire un contre-gradient dans les modèles de diffusion turbulente (Deardorff (1972)). On utilise un gradient critique que l'on soustrait au gradient de température potentielle. On peut ainsi avoir du transport dans une atmosphère stable. Il permet un transport turbulent plus haut que celui du simple modèle de diffusion turbulente. Le flux de température s'écrit alors :

$$F_\theta = -K.(\frac{d\theta}{dz} - \Gamma) \tag{2.2}$$

où Γ est le contre-gradient. Dans le modèle, Γ vaut 1K/km.

Stull (1988) est un des premiers à avoir insisté sur la notion de transport non local. Il a introduit le formalisme des matrices de transilience où chaque terme représente l'échange entre une paire de couches. Dans le cas d'un transport local, seuls les éléments près de la diagonale sont non nuls tandis que, dans une formulation non locale du transport, la matrice sera bien plus pleine. Ces matrices permettent de calculer le transport mais ne permettent pas de préciser le phénomène physique en jeu. Il existe une autre paramétrisation, celle de Holtslag and Boville (1993) qui est une paramétrisation similaire à celle de la diffusion turbulente mais où il existe des contre-gradients pour la température, l'humidité et le vent. Enfin, Pleim and Chang (1992) dans leur modèle de fermeture non locale, proposent une matrice de transilience particulière. C'est un modèle qui a été développé pour être appliqué essentiellement à un modèle de chimie atmosphérique régionale. Il s'appuie sur le concept d'un transport vertical asymétrique dans la couche limite. Le transport ascendant se fait par des cellules convectives originaires des couches de surface et le transport descendant se fait par une subsidence compensatoire graduelle.

Les paramétrisations de la convection par des schémas en flux de masse différencient au moins un flux montant et un flux descendant. La composante traceur est facile à introduire dans ces schémas. C'est en s'inspirant de ce contexte qu'a été développée la paramétrisation des thermiques dans LMDZ.

2.2 La paramétrisation des thermiques : un schéma en flux de masse

Pour essayer de tenir compte des différentes observations non simulées dans les modèles de couche limite, Frédéric Hourdin a récemment développé une paramétrisation des grandes cellules de convection, les thermiques (Hourdin et al. (soumis)).

2.2.1 Principe de la paramétrisation

Le thermique est une ascendance d'air venant de la couche de surface. Les particules de la surface sont entraînées jusqu'au sommet de la couche limite par la force de flottabilité définie par :

$$F = \frac{\theta_v - \theta_{ve}}{\theta_{ve}} g$$

où θ_v est la température potentielle virtuelle de la particule et θ_{ve} la température potentielle virtuelle de l'environnement. La température potentielle est la température d'une particule ramenée adiabatiquement de sa pression P(z) à la pression de surface, Po :

$$\theta(z) = T(z) \times (\frac{Po}{P(z)})^{R/Cp}$$

La température potentielle virtuelle est définie de façon à traiter l'air humide comme de l'air sec :

$$\theta_v \simeq \theta \times (1 + 0.61h)$$

avec h, l'humidité spécifique. Dans cette paramétrisation, deux hypothèses sont posées : on suppose que le modèle est stationnaire sur un pas de temps et que les frictions sont négligées.

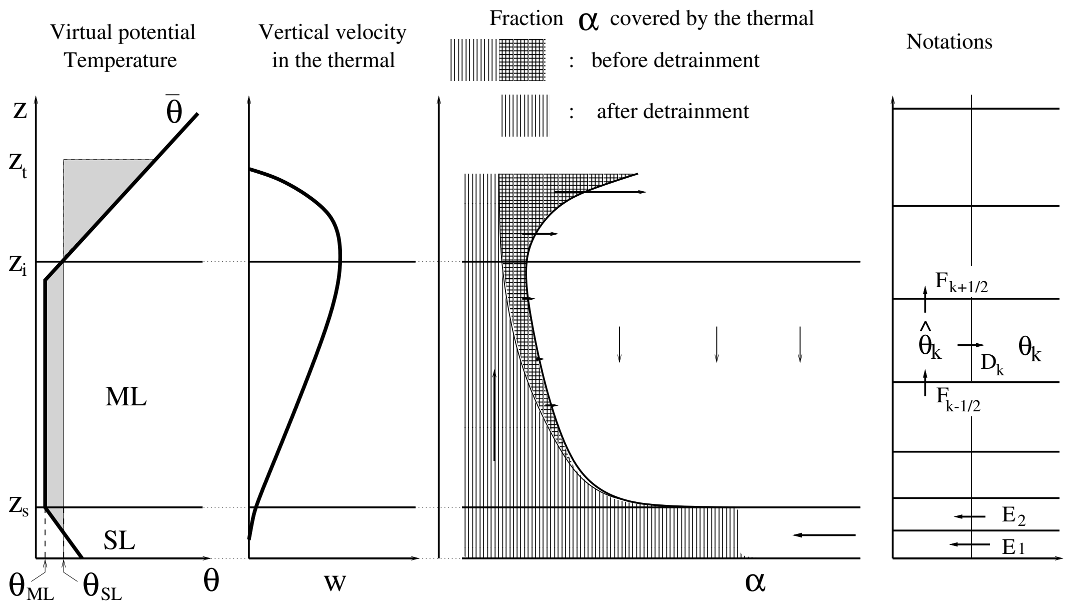

FIG. 2.1 – *Profil de température potentielle dans la couche limite (SL : couche de surface, ML : couche mélangée, z_i hauteur de l'inversion, z_t sommet de la couche limite) ; profil de vitesse verticale dans l'ascendance ; schéma du thermique avec la zone d'entraînement et les zones de détraînement ; notations utilisées (demi-indices pour les interfaces et indices entiers pour les valeurs prises au milieu des couches). (F.Hourdin)*

Alors l'équation qui régit l'ascendance est :

$$\frac{dw}{dt} = w\frac{\partial w}{\partial z} = \frac{\partial(\frac{w^2}{2})}{\partial z} = g\frac{\theta - \theta_e}{\theta_e}$$

L'air est ainsi uniformément accéléré dans la couche convective jusqu'au niveau z_i (couche d'inversion) où la flottabilité devient nulle. A ce niveau, la vitesse verticale dans le thermique (cf figure 2.1) est maximale et vaut :

$$w_{\max} = \sqrt{2CAPE} = \int_0^{z_i} g.\frac{\theta - \theta_e}{\theta_e}dz$$

où la CAPE est l'énergie potentielle disponible pour la convection. Au-dessus du niveau z_i, la vitesse verticale est toujours positive (phénomènes d'overshooting) mais décroît pour s'annuler au niveau z_t où

$$\int_0^{z_t} g.\frac{\theta - \theta_e}{\theta_e} dz = 0$$

c'est une définition du sommet de la couche limite (la zone grisée de la figure 2.1 représente la valeur de cette intégrale). Pour le calcul du transport par les thermiques, il est nécessaire de connaître les flux de masse. Le flux de masse ascendant est

$$F = \alpha.\rho.w$$

où α est la fraction de maille couverte par l'ascendance, ρ la densité de l'air et w la vitesse verticale. On considère, dans un premier temps, que ce flux de masse ascendant est constant. On peut montrer par ailleurs en raisonnant sur une configuration en 2D du thermique que :

$$v_{\mathrm{max}} \simeq w_{\mathrm{max}}$$

Par conservation du flux de masse, on a alors :

$$w_{\mathrm{max}} l(z_i)\rho(z_i) = v_{\mathrm{max}} z_s \rho(\frac{z_s}{2})$$

c'est à dire que la largeur du thermique est du même ordre de grandeur que la hauteur de la couche limite. On définit cependant un paramètre ajustable, le rapport d'aspect de ces cellules r=L/z_i. En général, r varie de 1 à 10. On en déduit alors le flux de masse montant comme :

$$F = \frac{\rho(\frac{z_s}{2}) z_s \sqrt{2CAPE}}{r.z_i}$$

Supposer que le flux de masse ascendant est constant amène à une valeur infinie de α au sommet de l'ascendance, là où la vitesse verticale s'annule. En fait, cela signifie que l'ascendance n'est plus conservative et qu'il existe un mouvement d'air depuis l'ascendance vers l'environnement. Dans cette paramétrisation, on suppose qu'au-dessus du niveau z_i, la fraction de maille couverte par l'ascendance n'augmente plus, produisant ainsi un fort détraînement au-dessus de ce niveau. On considère aussi que le thermique peut détraîner en-dessous de z_i du fait du mélange turbulent de petite échelle. La fraction déduite est

$$\alpha_{dd} = \frac{\sqrt{(\lambda z)}}{r z_i}$$

et

$$\alpha = \alpha - \alpha_{dd}$$

λ est aussi un paramètre ajustable. Il correspond à l'échelle des mouvements turbulents. Une valeur de 10 mètres donne des résultats cohérents. Ce flux montant est compensé par un flux descendant (subsidence graduelle) dans l'environnement sur la fraction de maille

$$\alpha_d = 1 - \alpha$$

pour vérifier la conservation de la masse dans chacune des couches. Ce schéma représente une unique ascendance (il n'y a pas d'individualisation des branches ascendantes) mais l'air est entraîné à différents niveaux (et non pas uniquement à la base).

2.2.2 Le schéma

Après avoir détecté les couches instables k, où la température potentielle virtuelle est supérieure à celle de la couche supérieure ($\theta_k > \theta_{k+1}$), on calcule, pour chaque couche, le niveau l_k (limite supérieure des couches instables) où $\theta_{l_k} \leq \theta_k < \theta_{l_k+1}$ et la CAPE par :

$$CAPE(k) = \sum_{l=k+1}^{l_k} g.\frac{\theta_{vk} - \theta_{vl}}{\theta_{vl}}.(z_{l+1/2} - z_{l-1/2})$$

La hauteur du thermique est la hauteur maximum d'une branche ascendante. On définit ensuite le flux d'air entrant dans le thermique au niveau k :

$$E_k = \frac{\rho(k)(z_{k+1/2} - z_{k-1/2})\sqrt{2CAPE(k)}}{rz_i}$$

On suppose que l'air dans le thermique est bien mélangé et ainsi la température virtuelle dans l'ascendance vaut :

$$\theta_{val} = \frac{\sum_{k=1}^{l} E_k \theta_{vk}}{F_{l+1/2}}$$

où θ_{va} est la température virtuelle de l'ascendance et θ_v est la température virtuelle de l'environnement. $F_{l+1/2}$ est le flux de masse au sommet de la couche l, il vaut en négligeant, pour l'instant, le détraînement :

$$F_{l+1/2} = \sum_{k=1}^{l} E_k$$

On calcule ensuite la vitesse verticale dans le thermique:

$$\frac{1}{2}{w_{l+1/2}}^2 = \frac{1}{2}(\epsilon w_{l+1/2})^2 + \sum_{k=1}^{l} g.\frac{\theta_{vak} - \theta_{vk}}{\theta_{vk}}.(z_{l+1/2} - z_{l-1/2}) \qquad (2.3)$$

le facteur ϵ a été introduit pour tenir compte du fait que l'air provenant de la couche inférieur possède déjà une accélération mais pas l'air entrant dans le thermique au niveau de cette couche. La fraction de la maille couverte par l'ascendance (en négligeant toujours le détraînement) vaut :

$$\alpha_{l+1/2} = \frac{F_{l+1/2}}{w_{l+1/2}\rho(l+1/2)}$$

La prise en compte du détraînement entraîne une modification de α (cf figure 2.1). A chaque niveau,

$$\alpha*_{l+1/2} = \alpha_{l+1/2} - \frac{\sqrt{\lambda z_{l+1/2}}}{rz_i}$$

en imposant que cette fraction soit bornée par zéro et que lorsque $\theta_{vk+1} > \theta_{vk}$ alors $\alpha_{k+1} \leq \alpha_k$. On calcule ensuite un nouveau flux de masse ascendant après la correction liée à la prise en compte du détrainement :

$$F_{l+1/2} = F_{l+1/2}.\frac{\alpha*_{l+1/2}}{\alpha_{l+1/2}}$$

Enfin, le détrainement au niveau k est calculé par continuité et vaut :

$$D_k = E_k + F_{k-1/2} - F_{k+1/2}$$

Dans les simulations où l'on utilise la paramétrisation des thermiques, l'eau est transportée par diffusion de proche en proche par la paramétrisation de Mellor and Yamada (1974) dans les bas niveaux et le relais est pris par la suite par les thermiques. En fait, la paramétrisation des thermiques remplace, dans le modèle, l'ajustement adiabatique sec et le contre-gradient. Il est important de noter que ce schéma ne cherche pas à modéliser en même temps tous les mélanges turbulents. Les mélanges turbulents de petite échelle sont pris en compte par le schéma de Mellor et Yamada, ceux de moyenne échelle par la paramétrisation des thermiques. Cette approche permet sans doute une représentation plus réaliste du transport.

2.2.3 Le transport par les thermiques

Le transport induit par les thermiques se fait de la manière suivante :

$$\frac{\partial q_k}{\partial t} = F_{k-1/2}.q_{ak-1/2} - F_{k+1/2}.q_{ak+1/2} + E_k.q_{ek} - D_k.q_{ak}$$

Or, on a aussi en écrivant le bilan de masse pour chaque couche dans le thermique et dans l'environnement séparément :

$$E_k.q_{ek} + F_{k-1/2}.q_{ak-1/2} = D_k.q_{ak} + F_{k+1/2}.q_{ak+1/2}$$

et

$$E_k.q_{ek} + F_{k+1/2}.q_{ek+1/2} = D_k.q_{ak} + F_{k-1/2}.q_{ek-1/2}$$

d'où :

$$\frac{\partial q_k}{\partial t} = F_{k-1/2}.q_{ak-1/2} - F_{k+1/2}.q_{ak+1/2} + F_{k+1/2}.q_{ek+1/2} - F_{k+1/2}.q_{ek+1/2}$$

q_a et q_e sont des estimations des concentrations moyennes des traceurs, respectivement dans l'ascendance et dans l'environnement, transférées le long de l'interface de la grille du modèle pendant le pas de temps. Ces concentrations doivent vérifier :

$$\bar{q} = \alpha q_a + (1 - \alpha) q_e$$

Si l'on suppose que les concentrations des traceurs sont stationnaires dans le thermique, on doit avoir :

$$E_k q_k + F_{k-1/2} q_{ak-1/2} = D_k q_{ak} + F_{ak+1/2} q_{ak+1/2} \tag{2.4}$$

On suppose dans cette équation que la concentration dans l'environnement q_e est égale à la concentration moyenne du traceur. Cette approximation est souvent faite dans les schémas en flux de masse. Il est facile de visualiser un des défauts majeurs de cette hypothèse en supposant un traceur de concentration moyenne dans l'atmosphère nulle présent uniquement dans la première couche. Si l'on injecte une quantité non nulle de ce traceur dans le thermique, pour satisfaire à l'équation (Eq. 2.4), le schéma va prédire une concentration négative dans l'environnement. Il existe différentes variantes du schéma de transport (on suppose ici que $F_q = F_m.\hat{q}$ où $\hat{q}$ est une estimation de la valeur à l'interface où s'effectue l'échange). Nous en avons testé deux : le schéma amont qui prend comme estimation de la valeur à l'interface celle de la moyenne de la couche d'origine :

$$\hat{q} = q_{k-1/2}$$

et le schéma centré qui prend comme estimation de la valeur à l'interface la moyenne des valeurs des deux couches voisines :

$$\hat{q} = \frac{q_{k-1/2} + q_{k+1/2}}{2}$$

Le schéma centré est très instable. Dans les simulations avec un schéma centré pour le calcul de la subsidence, l'influence des thermiques était un peu moindre. Mais comme les différences entre un schéma centré et un schéma amont pour la subsidence sont assez faibles, nous avons opté pour l'utilisation unique du schéma amont pour la description de l'ascendance comme de la subsidence (optimisation de la stabilité du modèle).

2.3 Les simulations 1D : le cas ESQUIF

2.3.1 Le cas ESQUIF

Le projet de recherche ESQUIF, (Etude et Simulation de la Qualité de l'air Urbain en Ile-de-France, Menut et al. (2000)), a pour objectif l'étude de la pollution en Ile-de-France. Il se concentre notamment sur l'analyse des caractéristiques thermodynamiques de la couche limite (structure verticale, mélange turbulent) autour d'une grande ville comme Paris et leurs conséquences sur les épisodes de pollution. Dans le cadre de ce projet, plusieurs campagnes ont été organisées. Nous nous sommes intéressés à la campagne de l'été 1998 et plus précisément à la deuxième période d'observation intense (POI) de celle-ci. En effet, la campagne se découpe en plusieurs séries de POI d'une durée de deux à cinq jours couvrant différentes conditions météorologiques. La POI_2 consistait en une période anticyclonique très chaude (température atteignant 37^oC) où les vents sont faibles et le ciel est clair. Ce sont les conditions requises pour un bon développement de la couche limite qui a atteint des hauteurs de 2300 mètres le deuxième jour et 2800 mètres le troisième jour. C'est donc un cas idéal pour étudier la convection sèche de la couche limite.

On dispose pour cette campagne de radiosondages à Trappes toutes les trois heures (figure 2.4). Ils mesurent l'humidité relative, la température, la pression et la vitesse du vent. Ces radiosondages fournissent des données jusqu'à 5 kilomètres. Dans un premier temps, il a fallu ramener ces données sur la grille verticale et temporelle du modèle.

- La grille verticale contient 40 couches : la première couche a une épaisseur de quarante mètres puis l'épaisseur de chaque couche augmente progressivement. La dernière couche du modèle se trouve dans la stratosphère. Les données n'étant disponibles que jusqu'à cinq kilomètres, on a réalisé une interpolation linéaire pour la température entre la dernière donnée et une température de 210K à dix kilomètres et au-dessus de dix kilomètres la température est prise constante, égale à 210K. Pour les vitesses et l'humidité, on a

supposé une valeur constante dès l'absence de données. On a ensuite réalisé une intégration verticale des données pour qu'elles aient la même discrétisation verticale que le modèle.
- Le pas de temps du modèle est de trente minutes. On a donc réalisé une interpolation linéaire pour la discrétisation temporelle entre les différents radiosondages.

La figure 2.2 montre les profils de température virtuelle déduites des données de ces radiosondages. La hauteur de la couche limite, calculée à partir du nombre de Richardson, est indiquée par des carrés noirs. Sur ces profils, on note tout d'abord l'évolution de la couche limite qui passe d'une hauteur de 300 mètres la nuit à des hauteurs d'un, deux à trois kilomètres le jour (respectivement le 7 août, le 8 août et le 9 août). La couche résiduelle disparaît vers dix heures, absorbée par la couche mélangée qui se développe dès le lever du jour. Les valeurs d'humidité et de vent pendant les trois jours de la POI_2 sont présentés dans la figure 2.3. Sur le profil d'humidité, on voit un fort assèchement au-dessus de la couche limite pendant les trois jours sans doute lié à une advection d'air sec. Le vent est très faible le premier jour, plus fort le deuxième venant du Nord Est et assez faible le troisième jour venant du Sud Est.

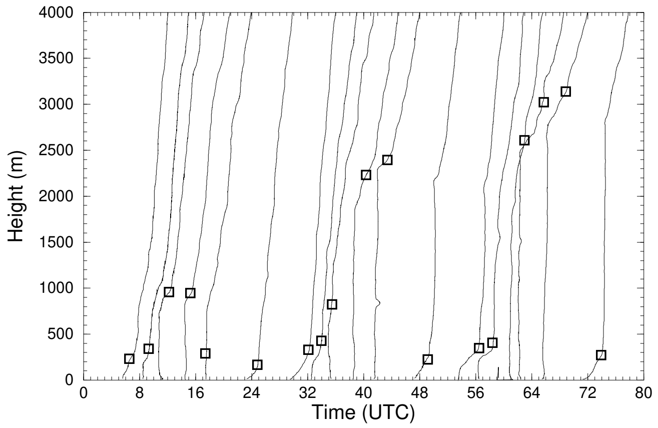

FIG. 2.2 – *Profil de température virtuelle enregistrée à Trappes du 7 au 9 août. La hauteur de la couche limite pour chacun des sondages est indiquée par un carré noir.*

2.3.2 Les différents tests

Lors des simulations 1D, plusieurs paramètres sont prescrits. Il est nécessaire de fixer :
- la hauteur d'eau dans le sol (modèle de seau) : la valeur de 7mm semble être la meilleure.
- l'albédo de surface : on le prend égal à 0.19.
- la hauteur de rugosité de surface : les simulations sont peu sensibles à ce paramètre. Dans les simulations présentées ici, elle vaut 0.15 m.
- le rapport d'aspect des thermiques, égal à 4.
- la longueur de mélange pour la diffusion turbulente (Mellor et Yamada) de 30 m.
- la longueur de mélange pour les tourbillons qui "épluchent" le thermique.
- le nombre d'appel de la paramétrisation des thermiques. Il est nécessaire de faire plus d'un appel sinon le modèle devient instable.

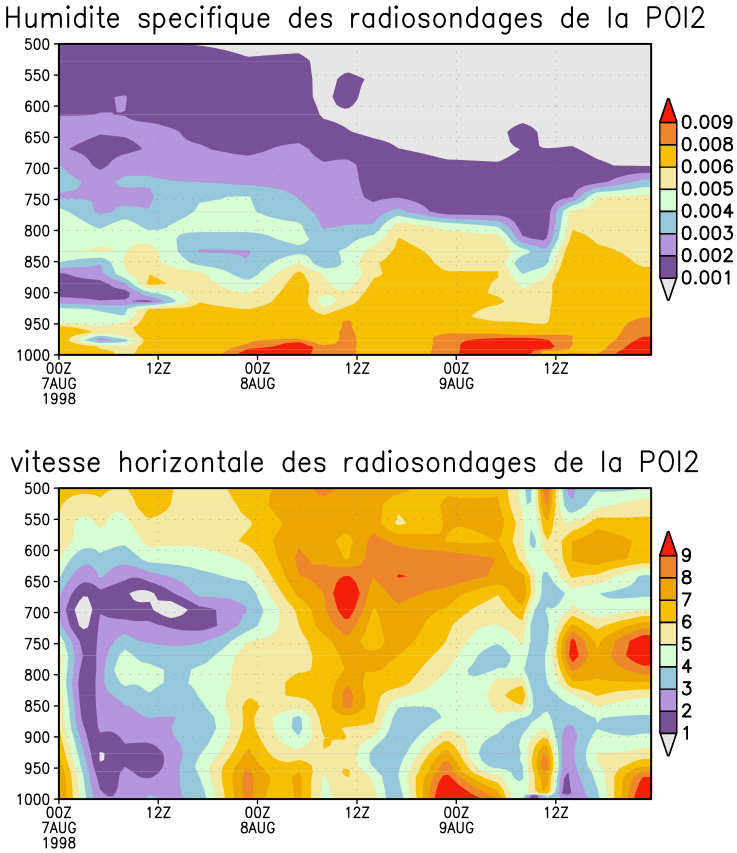

FIG. 2.3 – *Profil de l'humidité spécifique et du vent enregistrés par les radiosondages à Trappes.*

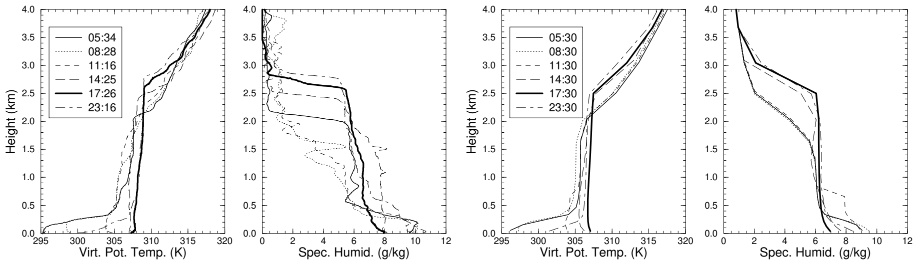

FIG. 2.4 – *Profils de température et d'humidité spécifique enregistrés par les radiosondages à Trappes (figures de droite) et simulés avec le schéma des thermiques (figures de gauche) à différentes heures du 9 août 1998 (troisième jour de la POI*$_2$*).*

Dans les simulations suivantes, les vents sont forçés. Deux forçages sont possibles : un rappel vers les vents géostrophiques ou un rappel vers les vents donnés par les radiosondages. Enfin, on prescrit également une subsidence variable pendant les trois jours.

La figure 2.4 représente les profils verticaux à différents moments du 9 août (troisième jour de la POI_2). Elle montre que les résultats de la simulation avec les thermiques sont très proches des mesures. La figure 2.5 montre les résultats d'une simulation de la POI_2 avec la paramétrisation des thermiques. La distribution en eau est bien représentée. L'isocontour de 4 g/kg des données et celui de la simulation correspondent à peu près excepté à deux moments où la simulation prévoit trop d'eau par rapport aux données. Les cycles diurnes de la température et de l'humidité de surface sont également bien simulés.

J'ai réalisé quelques modifications de la paramétrisation. La première a été l'introduction d'une équation pronostique et non diagnostique pour déterminer l'entraînement et le flux de masse ascendant. Cette modification a été réalisée pour tenir compte du fait que l'entraînement ne s'annule sans doute pas immédiatement dès que l'instabilité cesse. On avait également au préalable introduit un temps de relaxation sur le calcul de la CAPE (énergie potentielle disponible pour la convection) mais il semble sans doute plus adapté de placer ce temps de relaxation directement sur le calcul de l'entraînement puisque le modèle se fonde essentiellement sur l'entraînement et le flux de masse. La CAPE est, en effet, uniquement utilisé dans le calcul de l'entraînement. Après un test de plusieurs temps de relaxation, nous avons choisi de réaliser nos simulations avec un temps de relaxation de 1800 s ou 3600 s. L'utilisation d'un schéma pronostique sur l'entraînement produit notamment des flux de masse plus grands et influence donc les distributions d'espèces traces. Pour l'instant dans le schéma des thermiques, les flux de masse calculés à une interface ne vident que la couche juste en dessous de l'interface, il faudrait prévoir dans cette paramétrisation, une manière de vider les couches inférieures lorsque le flux de masse est si grand qu'il vide entièrement la couche d'en-dessous. Ce travail est en cours. Nous avons également réalisé des simulations où, dans le calcul du transport, on tenait compte de la fraction de maille de l'ascendance (cf §2.2.3), c'est à dire que la concentration dans la subsidence n'était pas prise égale à la valeur moyenne de la maille mais calculée par :

$$q_d = \frac{\bar{q} - \alpha q_a}{1 - \alpha}$$

où q_d est la concentration dans la subsidence, q_a celle dans l'ascendance, α la fraction de la maille couverte par l'ascendance. Dans ce calcul, nous avons continué à utiliser des schémas amont et on a supposé que la valeur dans l'ascendance était inchangée. Les modifications étaient faibles ce dont on pouvait se douter étant donné que la fraction de la maille est inférieure à 10 pour cent, c'est donc négligeable au premier ordre.

2.3.3 Etude du transport

Dans tous les résultats présentés par la suite les différences entre la simulation avec les thermiques et celle sans sont calculées en retranchant à la valeur de la simulation avec thermiques la valeur de la simulation sans thermiques. Dans les simulations 1D du cas ESQUIF, nous nous sommes intéressés au transport du radon et avons étudié les résultats de n traceurs fictifs introduits dans des couches différentes. La figure 2.6 montre l'évolution de la concentration en radon simulée pendant les trois jours de la POI_2. Celle-ci est similaire à la

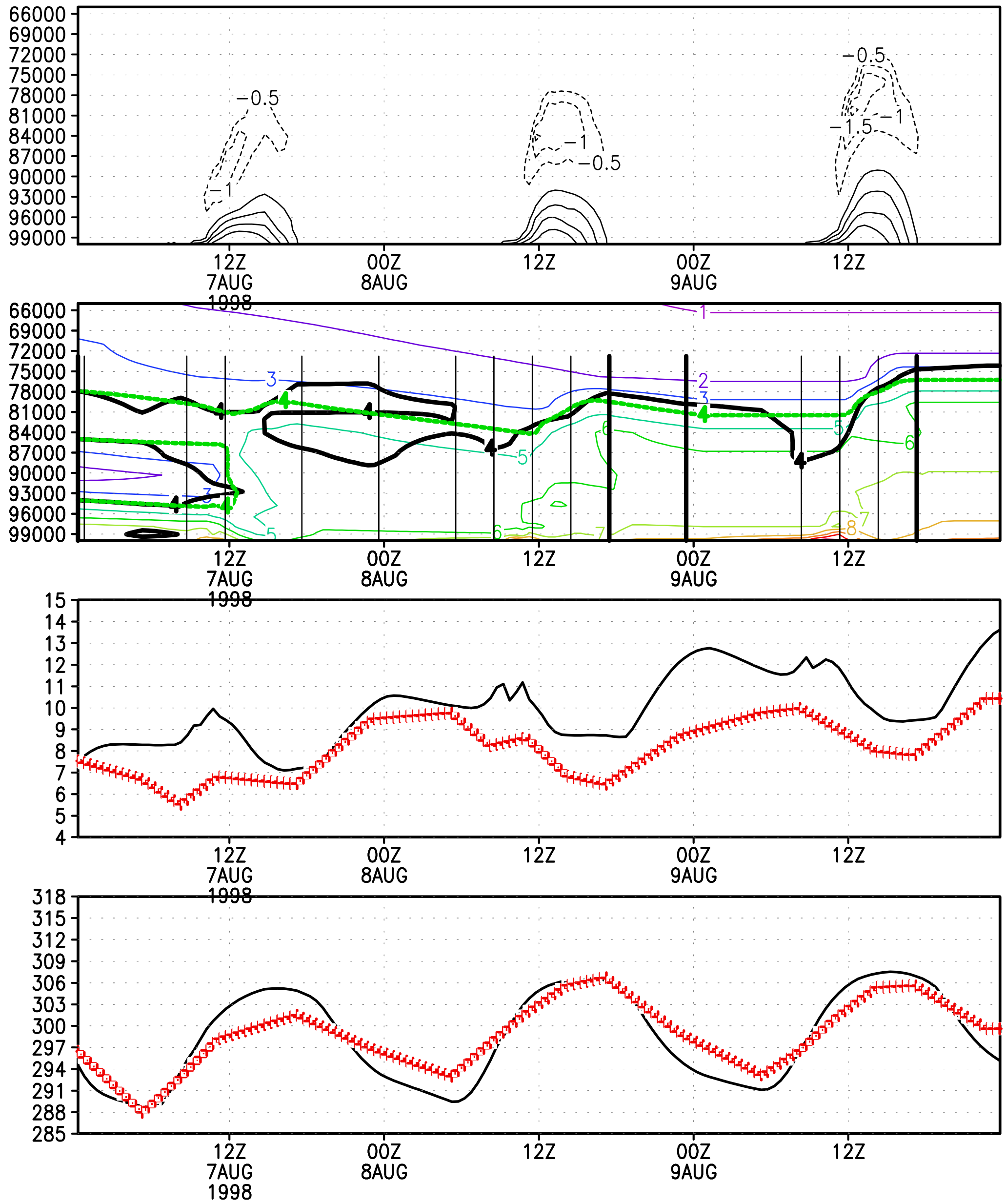

FIG. 2.5 – *Evolution dans le temps (trois jours de la POI_2) du profil vertical du flux turbulent dû aux thermiques en (K/m/s) (en haut), de l'humidité (deuxième figure). Pour la distribution en eau, l'isocontour de 4 g/kg est représenté en noir pour les données et en gris pour la simulation. Evolution dans le temps de l'humidité au sol (troisième figure) et de la température au sol (en bas). Les données sont représentées par des +++ et les résultats de la simulation par un trait continu.*

distribution en vapeur d'eau. La concentration du radon est maximale la nuit près de la surface et diluée plus tard à partir du milieu de journée. C'est la conséquence d'une ascendance rapide et d'une subsidence plus lente. Il est bien visible que les thermiques distribuent le radon plus haut. En effet, l'isocontour 0.2×10^6 atomes de radon/kg d'air plafonne à 680 hPa avec les thermiques le deuxième jour, contre 770 hPa avec le schéma classique de couche limite. Il est intéressant de noter aussi que la variation des concentrations selon la verticale se fait très rapidement avec les thermiques (de onze heures à treize heures pour le deuxième jour) et bien plus lentement sans les thermiques (de onze heures à dix-huit heures). La constante de temps pour une formulation diffusive s'exprime par $\tau_d = \frac{L^2}{l|w'|}$, celle dans le schéma des thermiques par $\tau_t = \frac{L}{|w'|}$ où $|w'|$ est l'ordre de grandeur des fluctuations turbulentes, L la hauteur de la couche limite et l la longueur de mélange. Si on suppose que la vitesse verticale est identique dans les deux formulations, de l'ordre de 1 m/s, que la hauteur de la couche limite vaut 2 km et la longueur de mélange 160 m, alors $\tau_t \simeq 2000$ s et $\tau_d \simeq 20000$ s soit une échelle de temps diffusive dix fois plus longue.

Pour analyser plus en détail le transport des espèces traces dans la couche limite, nous avons calculés les matrices de transilience (cf §1.4.3). La figure 2.7 présente les matrices de transilience pour la nuit du début du 8 août (profils à minuit (une demi-heure après l'injection des traceurs), à 4h et à 8h). La même quantité de traceurs est introduite dans toutes les couches toutes les douze heures (mais attention cette matrice représente les concentrations soit la quantité de traceurs divisée par la masse de la couche). Sur ces figures, la couche résiduelle est bien visible ; elle est d'ailleurs plus haute avec le schéma des thermiques que sans (conséquence du développement plus important de la couche limite le jour d'avant). La figure 2.8 présente les matrices de transilience pour la journée du 8 août (profils à 12h (une demi-heure après l'injection des traceurs), à 14h, à 16h et à 20h). La distribution de ce traceur le long de la verticale est plus efficace avec le schéma des thermiques. Elle est très rapide. La couche limite est rapidement mélangée (cas du profil de 14h). La couche limite est plus développée avec les thermiques que sans : en effet, les zones où la concentration est non négligeable peuvent représenter la couche limite (en-dessous du premier contour) si on néglige l' "overshoot". Pour les matrices à 12h on peut voir que les traceurs émis dans les premières couches sont montés dans les couches supérieures. En une demi-heure, le traceur émis dans la première couche a atteint une pression de 750 hPa. L'asymétrie des matrices obtenues avec le schéma des thermiques est notable (contrairement aux matrices obtenues avec le schéma classique de couche limite, presque symétrique). Elle met en évidence le caractère non-local du transport. Les traceurs émis dans les couches du premier kilomètre de l'atmosphère sont transportés jusqu'à une pression de 700hPa (soit environ trois kilomètres). La différence des deux simulations montre que le schéma classique déplace relativement plus de traceurs dans les couches voisines tandis que le schéma des thermiques permet un transport non-local (plus loin que les couches adjacentes). Avec le schéma des thermiques, il est intéressant de noter que les espèces émises dans les altitudes supérieures à 800 hPa ne sont pas transportées plus haut alors que les espèces émises dans les couches inférieures sont transportées à des altitudes plus élevées : on visualise ici le phénomène d' "overshoot".

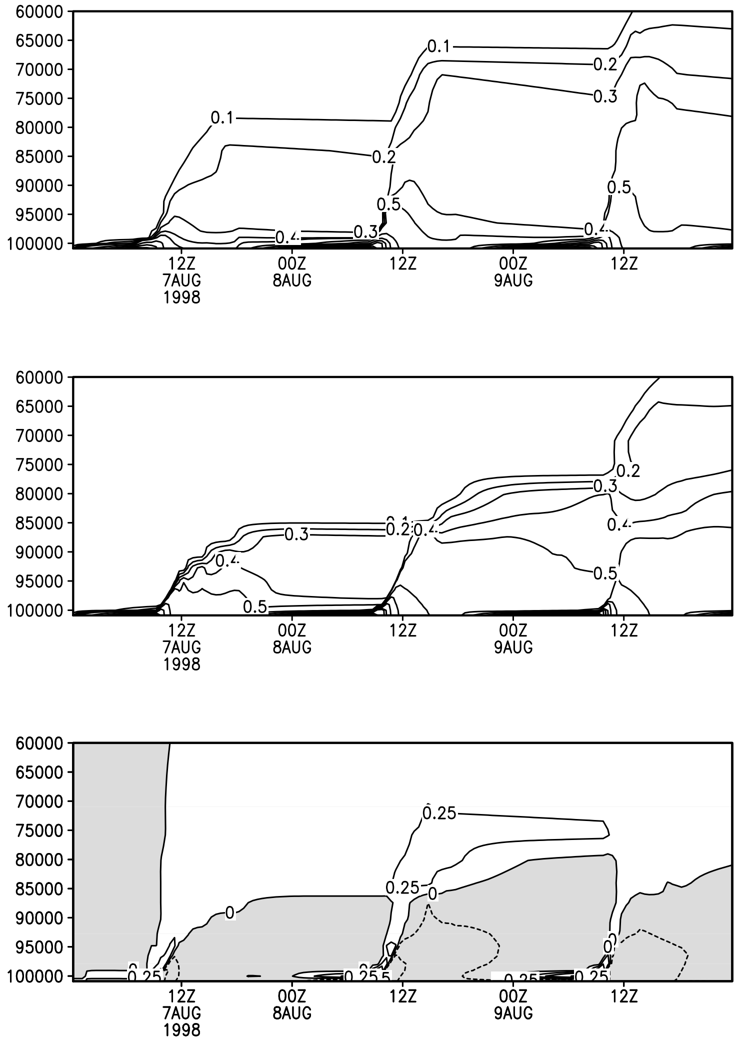

FIG. 2.6 – *Concentration en radon simulée avec le schéma des thermiques (en haut), avec le schéma standard (au milieu), différence des deux (en bas).*

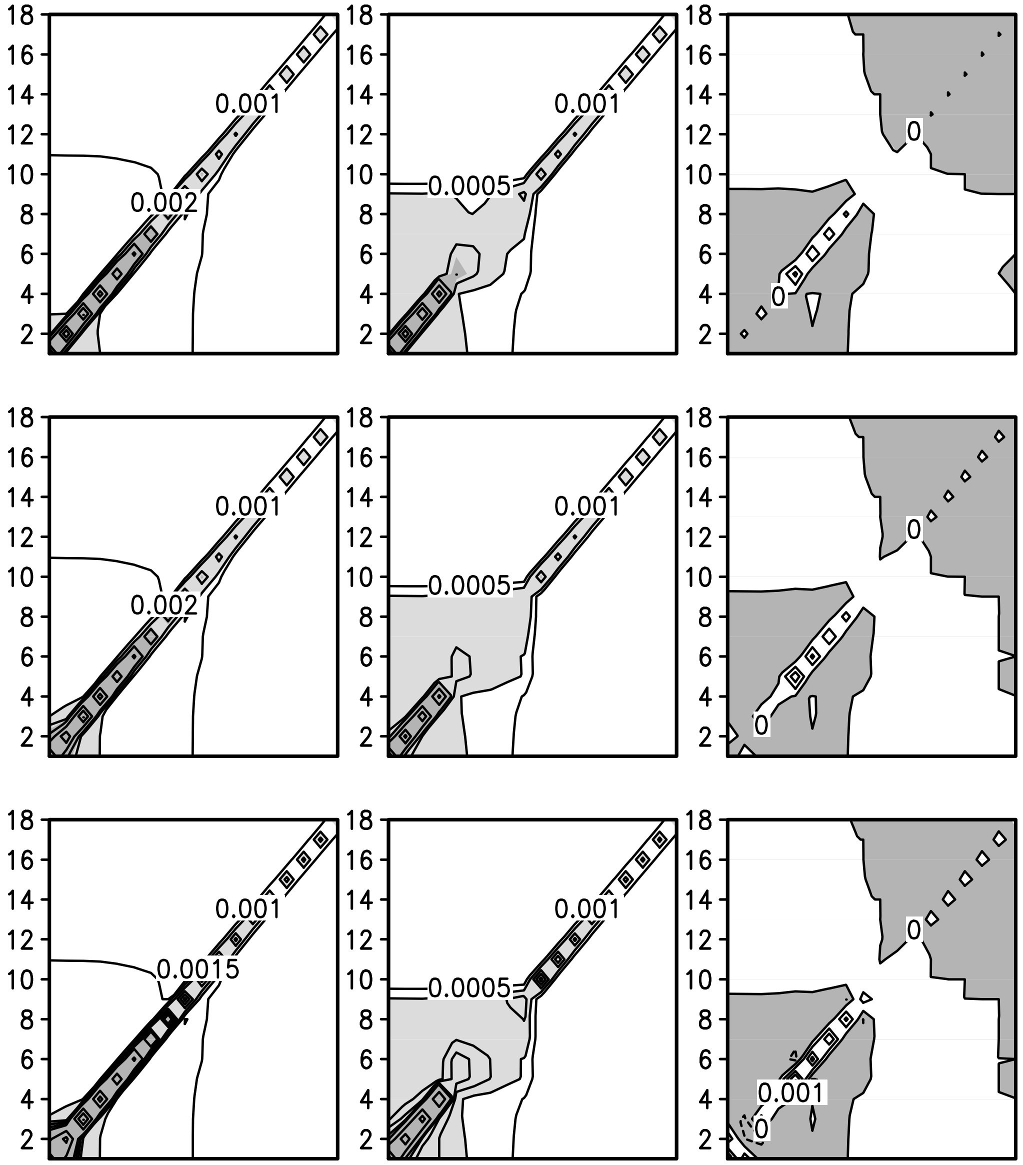

FIG. 2.7 – *Matrice de transilience obtenue avec la paramétrisation des thermiques (figures de gauche), avec le schéma standard de la couche limite dans LMDZ (figures du milieu), différence des deux (figures de droite, les grisés représentent les valeurs négatives) le 8 août à 0h, 4h et 8h. Les limites des grisés sont les valeurs 0.001 kg/kg et 0.0025 kg/kg. Elle illustre le comportement du transport dans la couche limite la nuit.*

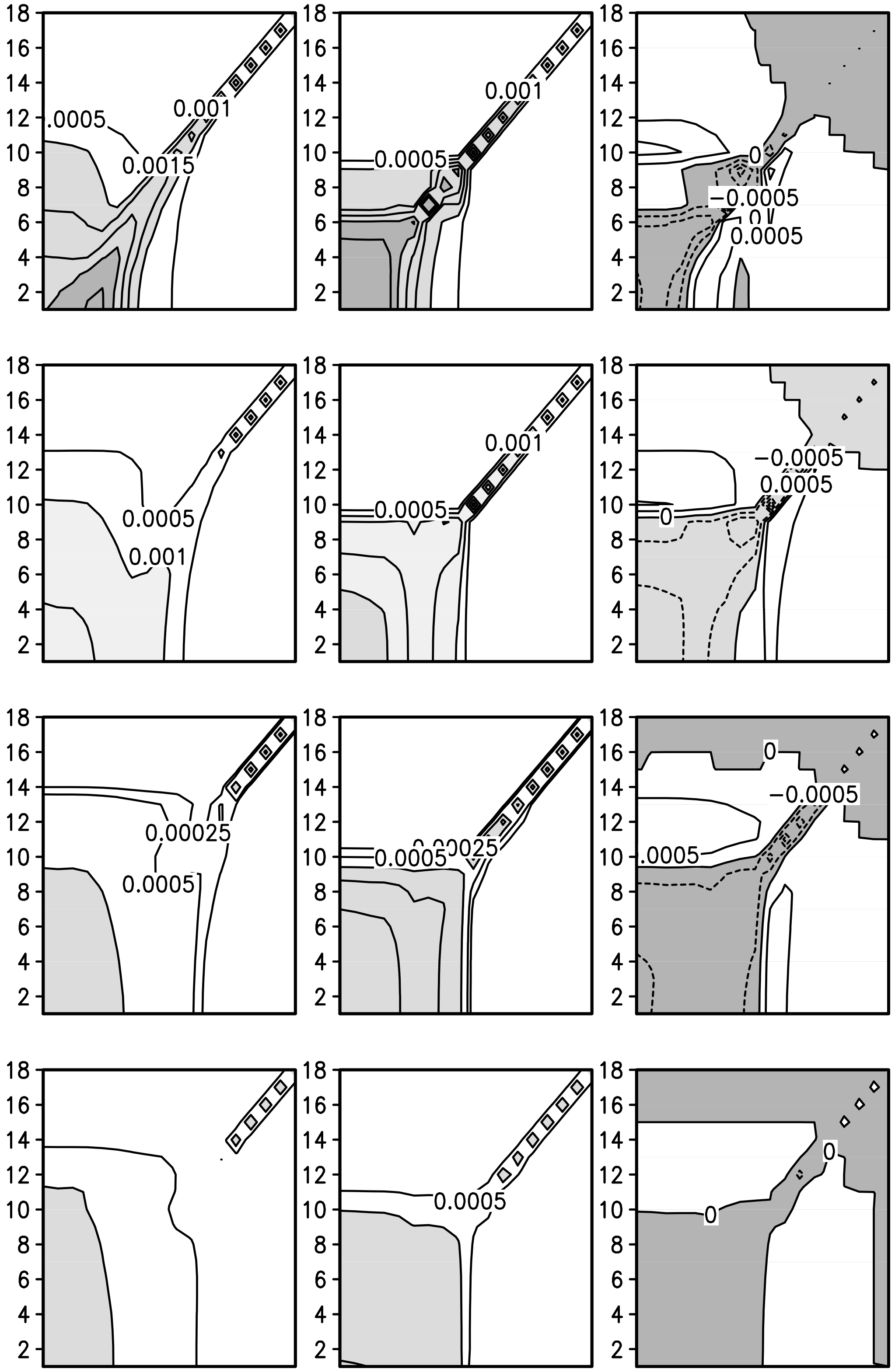

Fig. 2.8 – *Matrice de transilience obtenue avec la paramétrisation des thermiques (figures de gauche), avec le schéma standard de la couche limite dans LMDZ (figures du milieu), différence des deux (figures de droite, les grisés représentent les valeurs négatives) le 8 août à midi, 14h, 16h et 20h. Les limites des grisés sont les valeurs 0.001 kg/kg et 0.0025 kg/kg. Elle illustre le comportement du transport dans la couche limite le jour.*

2.3.4 Etude du CO_2

On montre ici un exemple illustrant l'importance de la bonne paramétrisation de la couche limite. Cette dernière est notamment essentielle pour les simulations d'inversion qui cherchent à déterminer les sources réelles de CO_2 car il faut tenir compte du "rectifying effect"(amplification de la variation de la concentration de CO_2 au niveau du sol par la variation diurne de la hauteur de la couche limite). Sur le cas d'ESQUIF, la paramétrisation des thermiques a reproduit correctement le cycle diurne de la couche limite. Une campagne de mesures a eu lieu en Sibérie enregistrant notamment les variables météorologiques et les flux de CO_2 sur une tour de 25 mètres qui dépasse d'environ deux mètres la canopée. Nous allons par la suite tester la paramétrisation des thermiques sur la Sibérie en réalisant des simulations 1D dont la température et l'humidité seront initialisées par les données de la campagne pour essayer de modéliser correctement le transport de CO_2. En attendant, nous avons dans un premier temps ajouté le CO_2 aux traceurs représentés par le modèle, en utilisant une paramétrisation très simple de son flux, et effectué une nouvelle simulation du cas ESQUIF. Nous avons prescrit le flux (en mg/m^2/s) de CO_2 par une fonction sinusoïdale du temps : $flux = 0.484.cos(2\pi t)$ représentant ainsi sommairement le cycle diurne du CO_2. Un meilleur forçage de son flux en surface serait de prendre une fonction inversement proportionnelle au flux solaire reçu à la surface.

Sur la figure 2.9 en haut à droite sont superposés le flux de CO_2 mesuré par la tour, la fonction en sinus prescrite comme source et l'inverse du flux solaire reçu au sol. Comme le montre la figure en haut à gauche, au niveau d'une forêt, le flux de CO_2 est dirigé vers l'atmosphère la nuit (respiration des plantes), vers le sol le jour (photosynthèse). La figure en bas et à gauche montre les concentrations en CO_2 simulées avec le schéma des thermiques et avec la couche limite standard. La représentation de la concentration de CO_2 dépend avant tout de celle de la couche limite nocturne. Cependant la forte diminution de la concentration vers onze heures dans la simulation avec les thermiques est sûrement liée à leur présence : ils brassent rapidement l'atmosphère et diluent le CO_2. La variation diurne de la concentration est moins importante avec le schéma standard de la couche limite. Il est nécessaire d'imposer un flux deux fois plus grand pour que les concentrations et leur variation soient du même ordre de grandeur. La figure en bas à droite présente les coefficients de mélange obtenus avec le schéma des thermiques (en noir) et sans (en gris). La nuit, ces coefficients sont deux fois supérieurs avec le schéma des thermiques que sans : c'est ce qui explique la différence d'amplitude des concentrations pour un même flux surfacique. Ils sont par contre du même ordre de grandeur le jour. L'introduction de ce traceur a également permis de montrer que le modèle permet une bonne représentation des traceurs dont le flux en surface est prescrit (pour les autres traceurs utilisés, on prescrivait le réservoir de l'espèce dans le sol).

2.4 Les simulations 3D : transport du radon et du plomb

Nous avons réalisé deux simulations d'une durée d'un an et demi, une avec la paramétrisation des thermiques et l'autre avec le schéma classique de la couche limite dans LMDZ-T (schéma de diffusion turbulente avec un contre-gradient). La grille horizontale est de 96x72

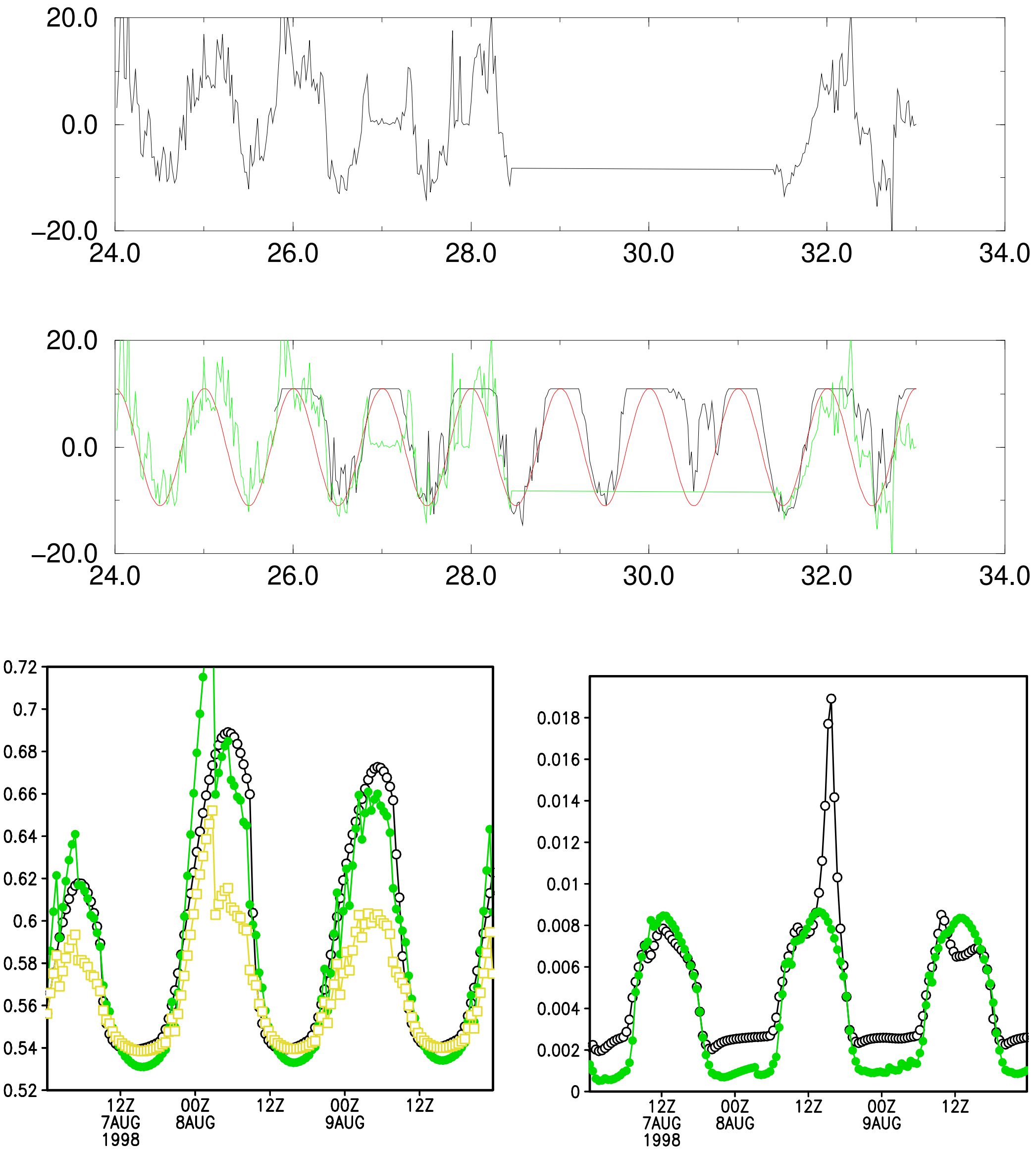

FIG. 2.9 – *Mesure du flux de CO_2 en $\mu mol/m^2/s$ sur la tour (en haut). Flux de CO_2(gris clair), fonction prescrite pour modéliser la source (gris foncé) et inverse du flux solaire(noir) sur la deuxième figure. Concentrations de CO_2 dans la première couche simulée avec le schéma des thermiques (en noir) et sans (en gris clair) avec le même flux de CO_2 imposé aux deux simulations et avec un flux de CO_2 deux fois plus grand pour la simulation avec la couche limite standard (en gris foncé), en bas à gauche. Coefficients turbulents pour la simulation avec thermiques et celle sans en m^2/s (en bas à droite).*

soit à peu près une résolution horizontale de cinq degrés. La grille verticale compte 40 couches. Ces deux simulations nous ont permis d'effectuer un premier test d'impact de cette nouvelle paramétrisation dans les simulations 3D. Les fichiers de sortie correspondent à des moyennes mensuelles. En plus de ces deux simulations, nous avons également réalisé une simulation de trois jours où les sorties sont effectuées toutes les deux heures. On peut ainsi visualiser le cycle diurne.

2.4.1 Test d'impact global de la simulation

Une première analyse de cet impact peut se faire via la comparaison des moyennes annuelles et zonales. La figure 2.10 montre la différence entre la simulation avec thermiques et celle sans thermiques de ces moyennes pour l'humidité spécifique, la température et le vent zonal. Nous avons distingué le calcul de la moyenne de l'humidité spécifique au-dessus des océans de celle au-dessus des continents. Dans les deux cas, le schéma des thermiques assèche les premiers niveaux de l'atmosphère (jusqu'à 900 hPa au-dessus des océans et jusqu'à 850 hPa au-dessus des continents) et humidifie les niveaux plus élevés. Comme dans les simulations 1D, le gradient vertical de l'humidité spécifique est plus faible dans la couche limite avec la paramétrisation des thermiques, conséquence directe du transport non-local. Ces résultats sont cohérents avec ceux trouvés par Holtslag and Boville (1993). L'altitude de l'augmentation maximale du contenu en vapeur d'eau dépend fortement du fait qu'on se trouve au-dessus d'un océan ou d'un continent (plus haute au-dessus d'un continent). Sur les continents, l'impact de la paramétrisation des thermiques est particulièrement important dans la zone inter-tropicale.

La troposphère en-dessous de 200 hPa est plus chaude dans le cas de la simulation avec thermiques que sans, excepté aux hautes latitudes (figure 2.10 en haut et à gauche). Il existe au moins deux explications pour ce réchauffement : il peut être dû à la rétroaction radiative liée à l'augmentation de la vapeur d'eau ou être l'effet direct de la paramétrisation non-locale sur les gradients verticaux de température.

Pour le vent, nous avons choisi de ne pas montrer une moyenne annuelle mais plutôt une moyenne zonale mensuelle. En effet, le jet stream se déplaçant en fonction des saisons l'impact sur celui-ci doit être moins visible sur une moyenne annuelle. Il est intéressant de noter que le schéma des thermiques entraîne un affaiblissement du jet jusqu'à 5 m/s. Cette différence est peut-être liée à une augmentation du gradient latitudinal de la température potentielle et donc du vent thermique. Nous avons également regardé l'impact sur d'autres variables (les tendances en humidité et température par la convection, la fraction nuageuse, la température potentielle et l'humidité relative). Nous ne présentons pas ici d'analyse de ces autres variables car ces simulations 3D font partie des premières simulations effectuées avec le schéma des thermiques. Et sans doute, avant d'établir un véritable validation des variables météorologiques avec une climatologie, il serait nécessaire d'au moins régler les autres paramétrisations voire de les modifier.

La figure 2.11 présente le flux turbulent de chaleur ($\bar{w'\theta'}$) dû aux thermiques pour le mois de janvier et de juillet, au-dessus des océans et des continents. Cette figure montre la forte influence sur cette variable de la latitude, de la saison et de la présence d'un océan ou d'un continent en-dessous. Au-dessus des continents, les flux positifs montent plus haut durant l'été puisque c'est le moment où a lieu la convection sèche (résultant du chauffage

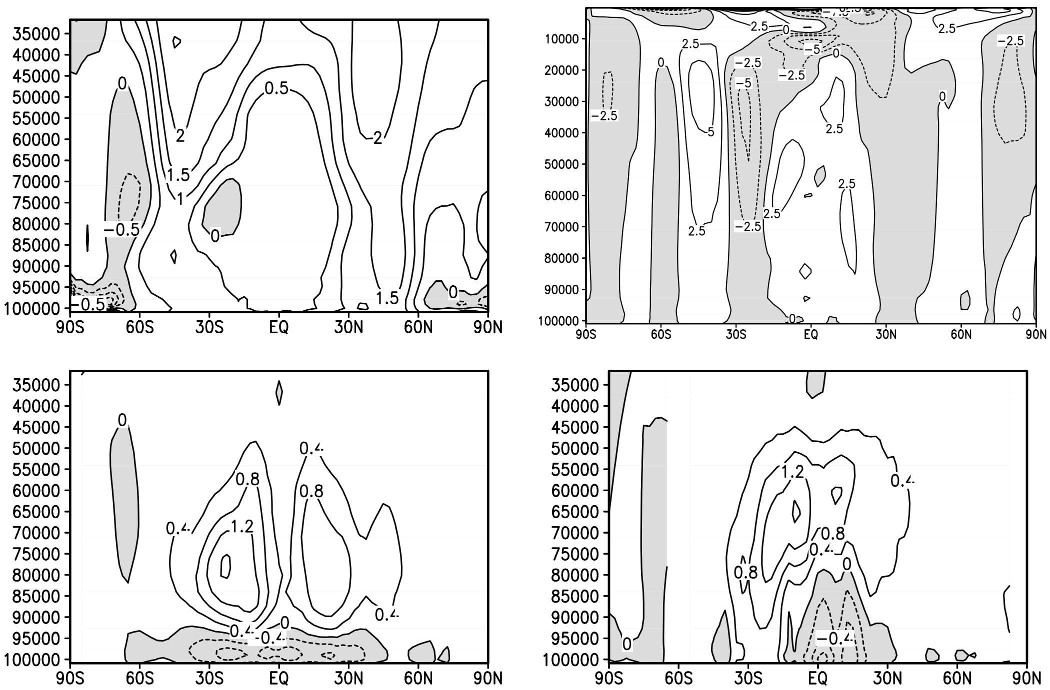

FIG. 2.10 – *Ecart entre les moyennes annuelles et zonales de la simulation avec thermiques et celle avec le schéma classique de couche limite : profils verticaux de température (en haut à gauche), de vent (en haut à droite), d'humidité spécifique au-dessus des océans (en bas à gauche) et d'humidité spécifique au-dessus des continents (en bas à droite).*

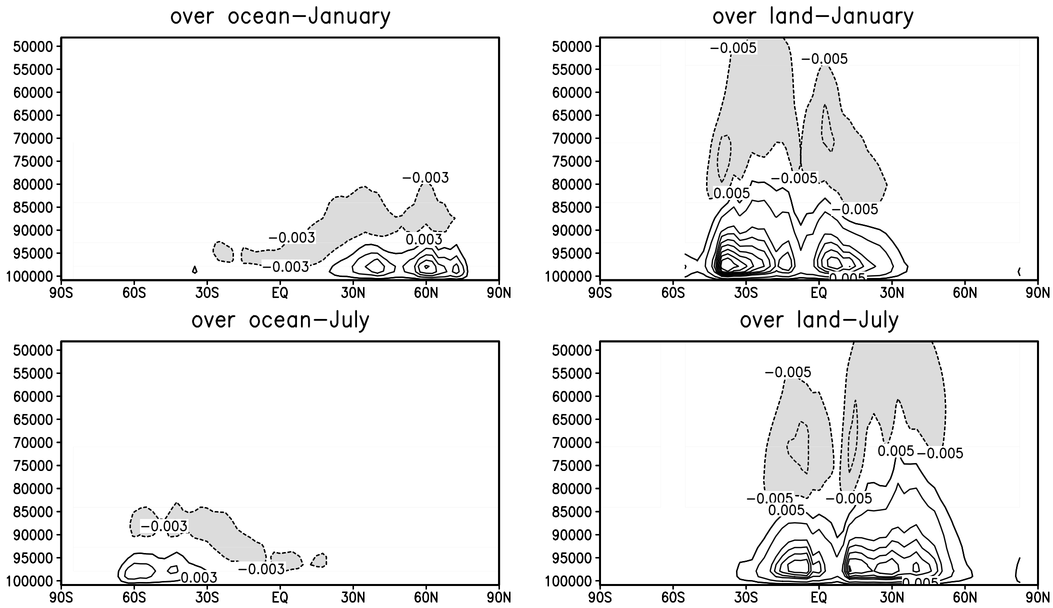

FIG. 2.11 – *Flux de chaleur dus aux thermiques au-dessus des océans (figures de gauche) et au-dessus des continents (figures de droite) pour les mois de janvier (en haut) et de juillet (en bas). Les iso-contours sont espacés de 0.006 K/m/s pour les valeurs océaniques et de 0.01 K/m/s pour les valeurs continentales.*

au sol). Au-dessus des océans, la hauteur maximale des flux turbulents positifs est atteinte durant l'hiver : l'air froid venant des continents se déplace au-dessus de la surface océanique relativement chaude. Ces flux donnent aussi une indication de la hauteur de la couche limite. Il est clair que la couche limite est plus développée au-dessus des continents. Notons cependant que l'extension de la couche limite au-dessus des terres est peut-être exagérée du fait du schéma de sol rudimentaire (modèle de seau d'eau).

Un des défauts des GCM est la mauvaise représentation de la couche limite au-dessus de zones désertiques où la variation diurne de la couche limite est particulièrement importante. Durant l'été de l'hémisphère nord, l'intense chauffage du sol sur le Sahara génère un fort gradient de température positif dans la basse troposphère entre l'équateur et 25^o N (Holton (1979)). Le vent thermique résultant est responsable de l'existence d'un jet d'Est vers 650 hPa centré à 16^o N. Des perturbations synoptiques se développent et se propagent vers l'Ouest, au Sud de ce jet. Elles peuvent donner naissance à des orages tropicaux ou des cyclones dans la partie Ouest de l'Atlantique. Nous avons tracé pour les deux simulations la valeur du vent zonal moyenné pour les longitudes de -30^o W à 10^o E (figure 2.12). Il semble que le schéma des thermiques permettent une meilleure représentation de ce jet qui se situe vers 650-600 hPa et à une latitude de 12^o N. Mais surtout avec le schéma des thermiques on peut bien mieux modéliser le vent d'Ouest de surface, lié à la mousson africaine. Le maximum de vent se trouve à la bonne latitude de 8^o N même s'il est un peu trop fort.

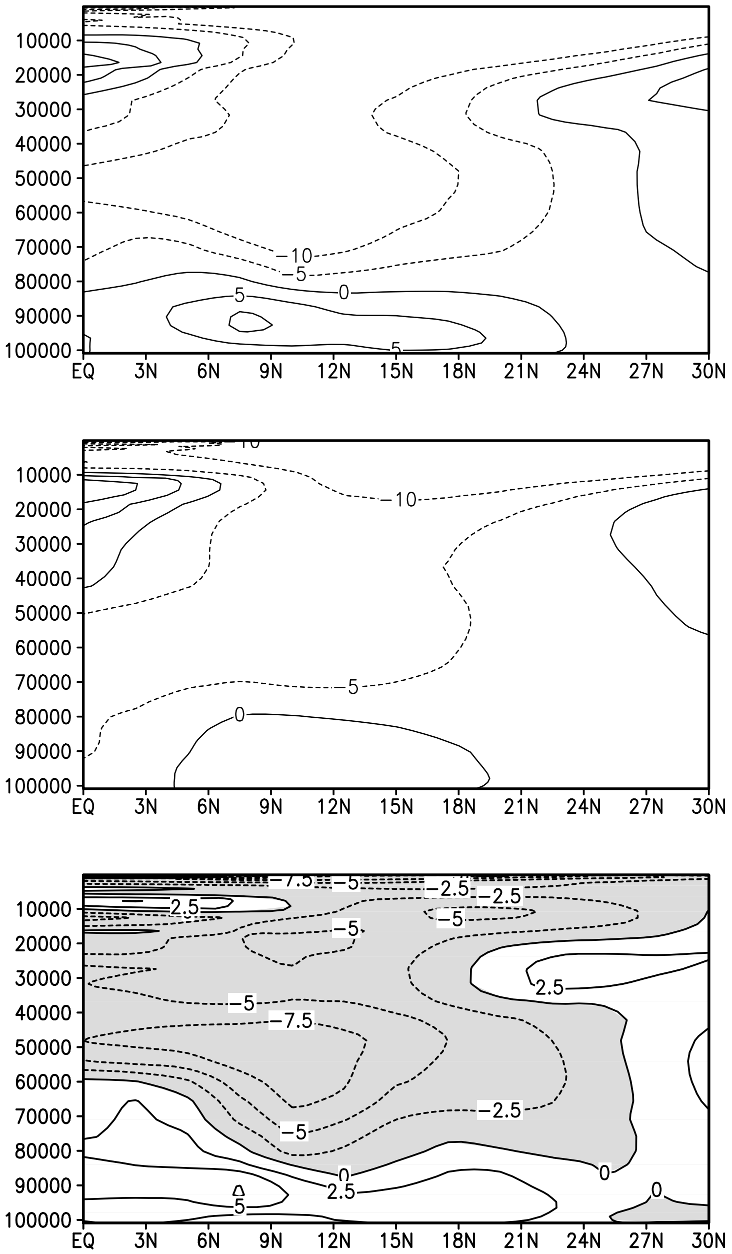

FIG. 2.12 – *Profil latitude-altitude du vent zonal moyenné entre -30° W et 10° E avec thermiques (en haut), sans thermiques (au milieu) et l'écart entre les deux (en bas).*

2.4.2 Effet sur le transport des traceurs radioactifs

Nous avons testé dans ces deux simulations le transport du radon et du plomb. Nous nous focaliserons essentiellement sur le transport du radon qui est plus facile à étudier car la source du radon est en surface et sa décroissance radioactive est son seul puits. Le plomb est plus difficile à analyser puisque sa concentration dépend fortement de la distribution du radon.

Nous avons choisi de montrer une distribution type de la moyenne zonale de la concentration moyenne sur un mois de radon et de plomb. Le mois de juillet a été choisi car il s'agit de l'été dans l'hémisphère nord (les thermiques se développent avant tout l'été en conséquence d'un plus fort chauffage du sol).

La distribution du radon (figure 2.13) est plus importante vers les latitudes extra-tropicales de l'hémisphère nord car c'est dans cette partie du globe que se trouvent le plus de terres émergées. Sur cette figure, on peut noter que le radon est transporté plus haut dans le cas de la simulation avec le schéma des thermiques. En effet, l'isocontour 0.2 10^6 atomes/kg, par exemple, atteint une pression de 500 hPa dans la simulation avec thermiques alors qu'il n'atteint que la pression de 600 hPa dans la simulation sans thermiques. Sur la figure du bas qui montre les différences entre ces deux simulations, il est bien visible que le résultat des thermiques est un transport des couches du bas de l'atmosphère en-dessous de 800 hPa vers les couches du milieu de la troposphère (entre 800 hPa et 500 hPa).

La distribution du plomb (figure 2.14) est plus difficile à interpréter. En effet, le plomb provient de la désintégration du radon et donc dépend avant tout de la distribution du radon mais aussi du lessivage (le plomb se fixe sur des particules qui sont lessivées). Les concentrations en plomb sont plus importantes dans la simulation avec thermiques excepté entre les latitudes 15° N et 45° N. Sans doute à ces latitudes existe-t-il une importante convection sèche qui monte rapidement le radon en altitude. Celui-ci est ensuite entraîné dans la circulation atmosphérique globale avant de se désintégrer en plomb. En effet, la figure 2.13 montre une relativement plus faible concentration en radon dans les bas niveaux pour la simulation avec le schéma des thermiques. Le lessivage permet peut-être également d'expliquer les différences et notamment aux latitudes extra-tropicales de l'hémisphère Nord.

Sur la figure 2.15 qui présente un transect longitude-altitude de la concentration de radon à une latitude de 30° S au mois de janvier, il est facile d'identifier les continents, zone où la concentration en surface est plus importante. Les concentrations sont toujours relativement importantes au milieu de la troposphère au-dessus des continents, notablement plus importantes dans la simulation avec thermiques. En effet au mois de janvier (été à 30° S), la convection sèche est souvent présente sur les continents. Les composantes zonales et verticales du vent ont été superposées aux figures afin de comprendre les différences relatives. Sur les continents, on peut observer deux cellules. Il existe une différence importante sur les vents par exemple à la longitude 60° Ouest (forte ascendance dans la simulation avec thermiques) ou à la longitude de 180° (forte subsidence). Il serait intéressant de prolonger cette analyse en étudiant plus en détail la circulation du vent en 3D. Une concentration de radon plus importante en altitude se traduit certainement par une exportation plus importante (également en longitude et latitude). En effet en traçant les différences relatives des concentrations obtenues pour les deux simulations aux latitudes -40° S et -50° S, on peut prolonger la différence relative observée à 45° E, par exemple, vers le sud alors qu'il n'existe plus de continent vers le Sud. Les différences relatives négatives sur les océans s'expliquent certainement par le fait

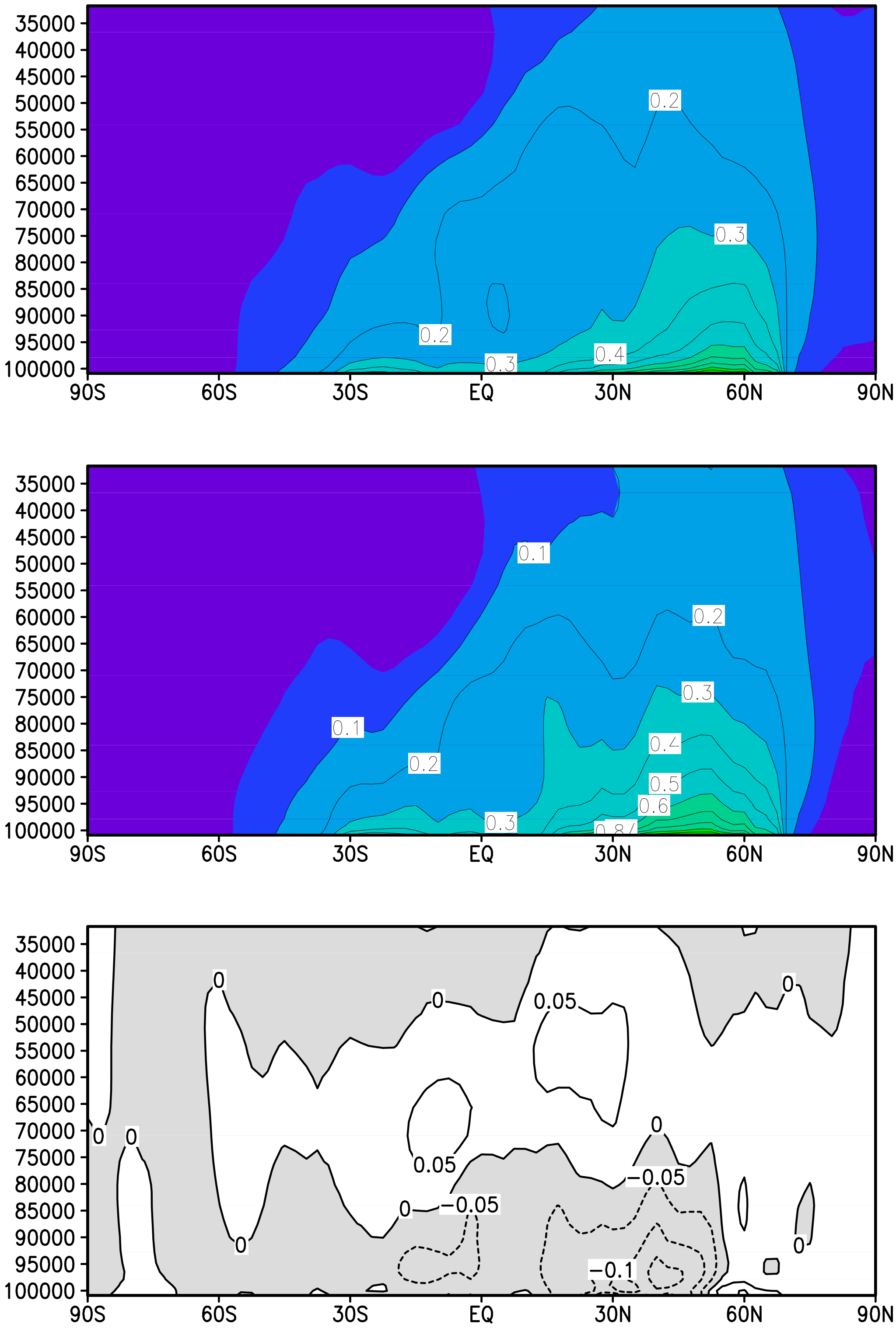

FIG. 2.13 – *Profil vertical de la moyenne zonale de la concentration en radon pour le mois de juillet (valeur de 0.3 à 3.3* 10^6 *atomes de radon) pour la simulation avec les thermiques (en haut), la simulation sans thermiques (au milieu) et la différence des deux simulations (en bas).*

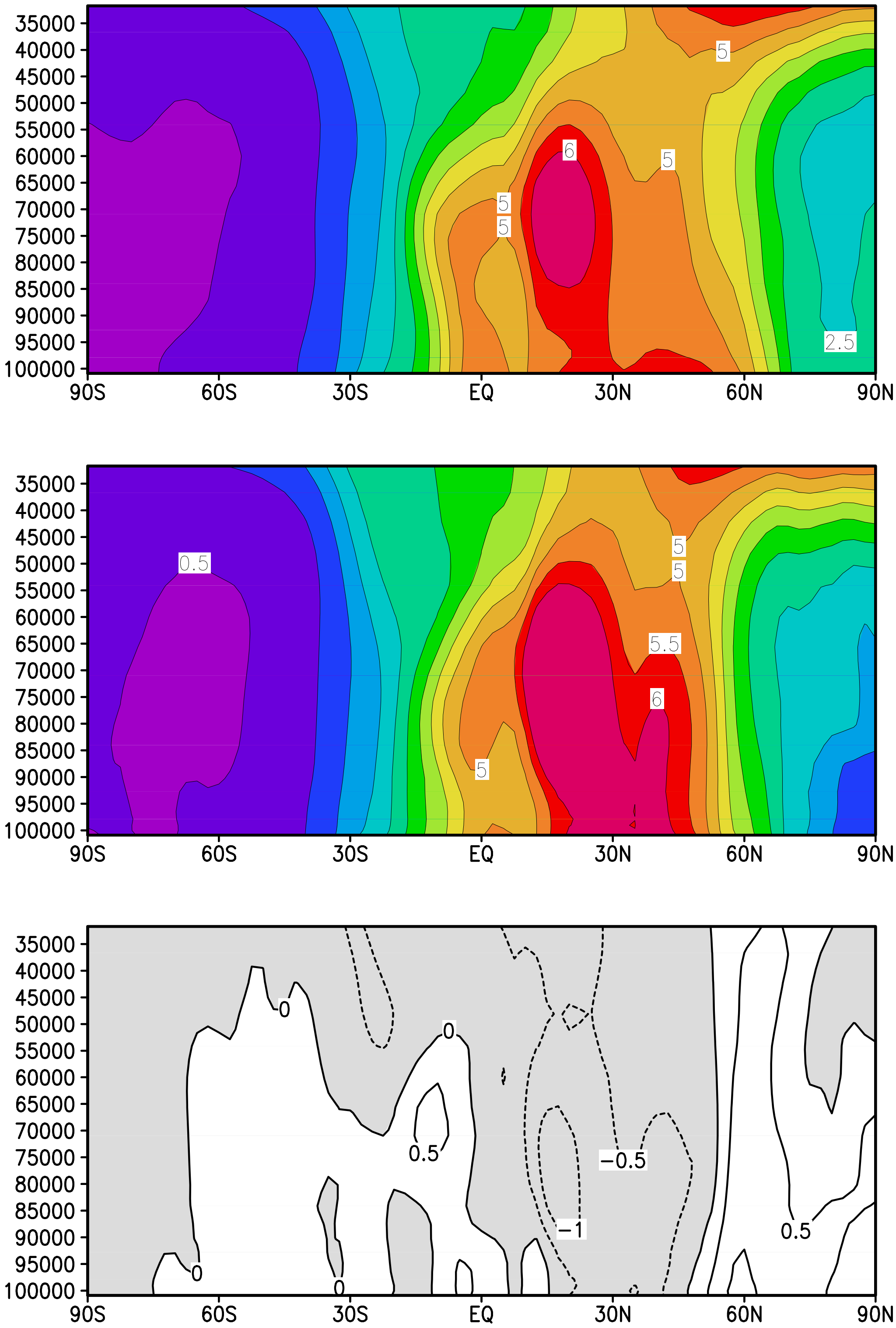

FIG. 2.14 – *Profil vertical de la moyenne zonale du plomb pour le mois de juillet (valeurs de 0 à 5.5* 10^5 *atomes de plomb) pour la simulation avec les thermiques (en haut), la simulation sans thermiques (au milieu) et la différence des deux simulations (en bas).*

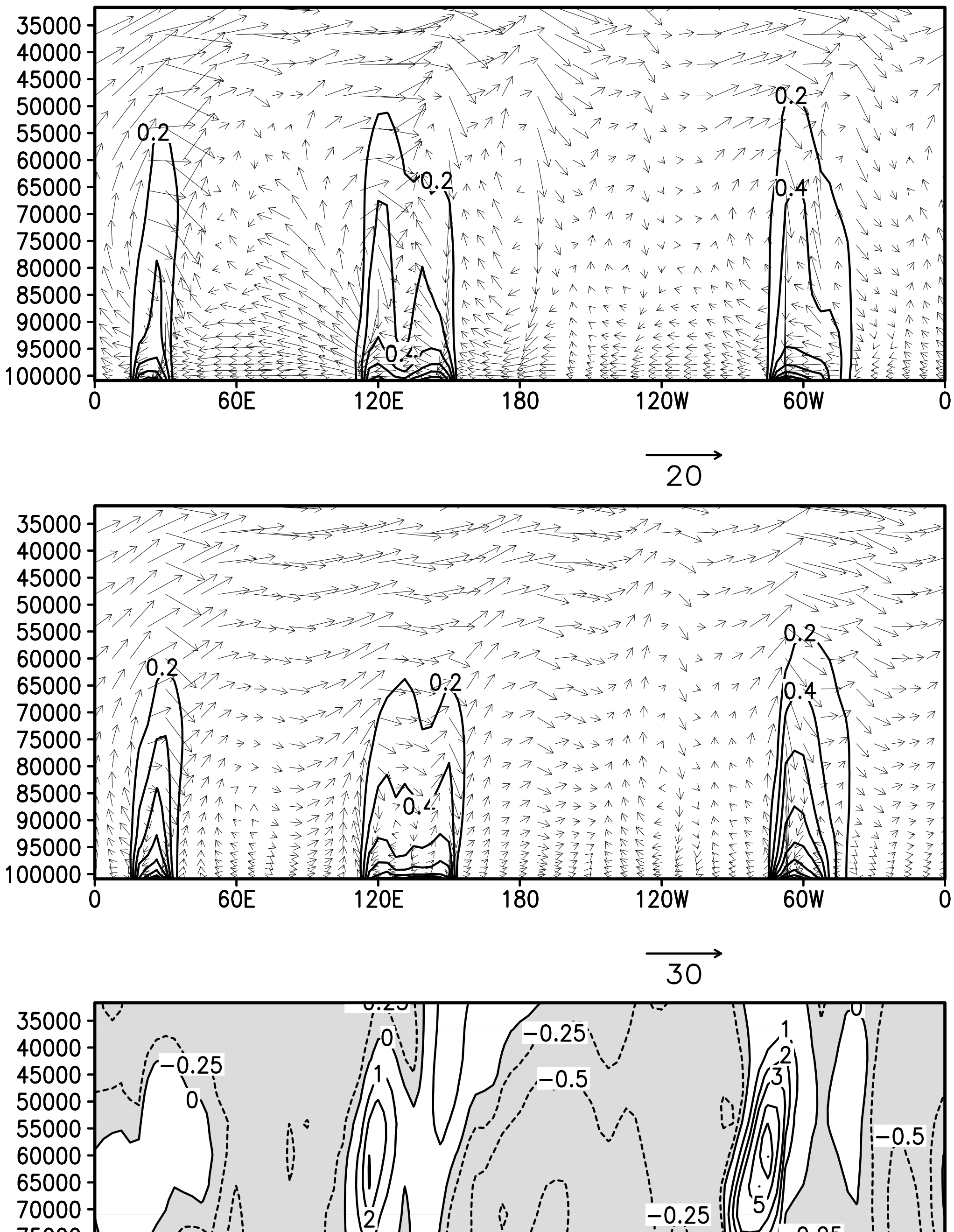

FIG. 2.15 – *Profil longitude-altitude de la concentration en radon à la latitude de 30° S pour le mois de janvier : simulation avec thermiques en haut, sans thermiques au milieu et écart des deux divisé par la valeur sans thermiques en bas. Les flèches indiquent la composante du vent zonal et vertical.*

que les mouvements convectifs sur les continents montent en altitude le radon et celui-ci est entraîné dans la circulation générale et désintégré en plomb avant d'être redescendu.

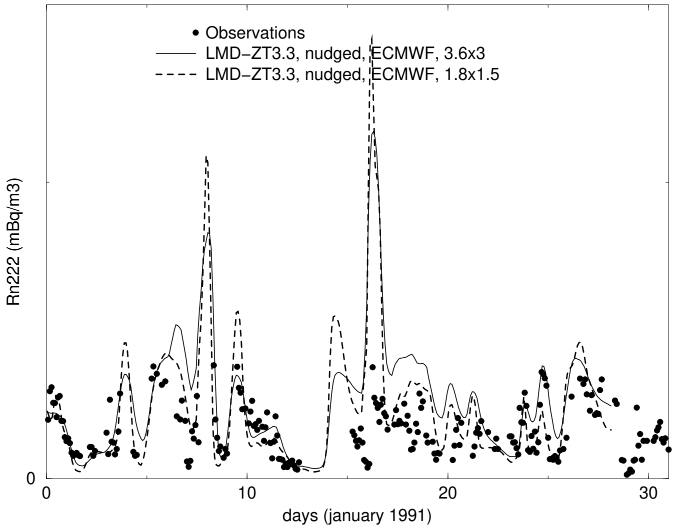

FIG. 2.16 – *Evolution de la concentration en radon au-dessus de l'île de Crozet mesurée et simulée en mode nudgé (Hourdin and Issartel (2000))*

Hourdin and Issartel (2000) ont réalisé des simulations avec LMDZT.3.3 en mode “nudgé” (c'est à dire rappelé régulièrement vers les réanalyses météorologiques) au-dessus de l'île du Crozet, île de l'Océan Indien qui se trouve à 2800 kilomètres des côtes sud-africaines. Ils les ont comparées aux données enregistrées sur cette île (cf figure 2.16). L'intercomparaison de Jacob (Armengaud (2000)) présente également quelques résultats intéressants à ce sujet. Dans cette intercomparaison des données obtenues à Crozet ont aussi été utilisées. Sur cette île, sont en effet enregistrés des épisodes radoniques où la concentration passe de 0.1-1 10^{-21} mol/mol à des valeurs de 20 10^{-21} mol/mol. Ce sont des pics d'une durée de un à deux jours liés à des panaches de radon présents en grande quantité dans la couche limite au-dessus du continent sud-africain. Ils mettent environ deux jours pour atteindre la latitude de l'île de Crozet. Hourdin and Issartel (2000) et Jacob dans son intercomparaison cherchent à simuler ces épisodes radoniques.

La figure 2.17 représente les concentrations de radon au-dessus de l'océan austral au Sud de l'Afrique du Sud. Dans la première couche de l'atmosphère, on peut noter que les concentrations en radon sont plus importantes dans les simulations avec le schéma des thermiques que celles sans, lorsque l'on se situe assez loin du continent. Cette différence est plus visible au niveau de la huitième couche du modèle (pression de 900 hPa). Cela s'explique sans doute par le fait que les thermiques mettent plus de radon en altitude au dessus des terres sud-africaines (panaches de radon dans la couche limite). Ensuite, plus l'espèce est mélangée sur la verticale plus elle sera transportée loin (en longitude et latitude) de son point d'origine, conséquence des vents plus importants en altitude. Il serait intéressant de comparer nos données à celles utilisées dans l'intercomparaison de Jacob et également de réaliser de nouvelles simulations en mode nudgé avec le schéma des thermiques et voir en quel sens ce schéma modifie ou non les résultats de Hourdin and Issartel (2000).

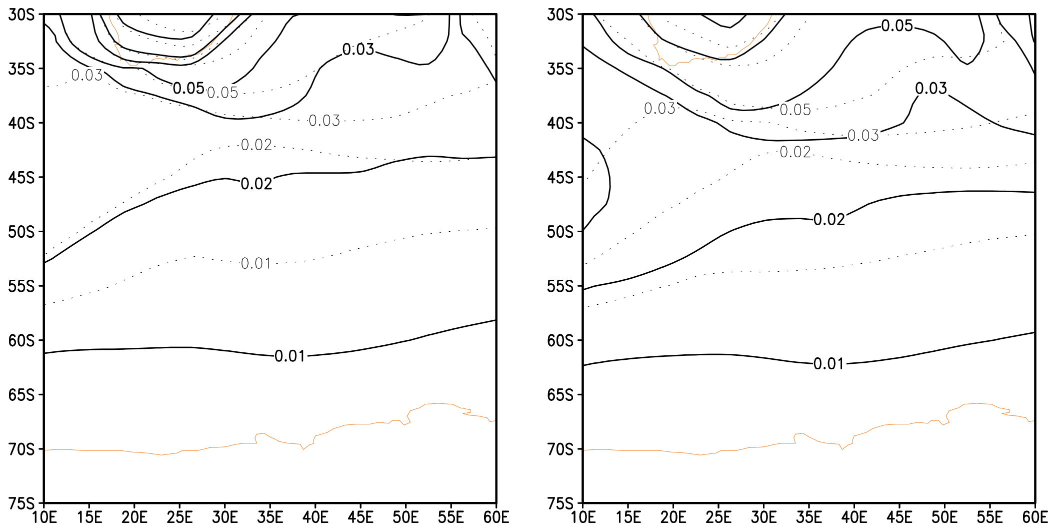

FIG. 2.17 – *Concentration de radon à la pression de surface (figures de gauche) et à la pression de 900 hPa (figures de droite). Les iso-contours en traits pleins sont ceux de la simulation avec thermiques, les iso-contours en pointillés ceux de la simulation sans thermiques.*

Chapitre 3

Le transport convectif

Le transport convectif est essentiel à la fois pour pouvoir simuler correctement le transport des traceurs, mais aussi pour permettre les calculs d'inversion. Après avoir explicité l'intérêt de celui-ci, nous détaillerons les paramétrisations de la convection de Tiedtke et de K. Emanuel en insistant sur la composante du transport des traceurs dans ces paramétrisations. Les résultats de simulations 1D du cas E sont ensuite présentées et permettent la comparaison des transports de chacun des schémas de convection.

3.1 Paramétriser le transport convectif : pourquoi et comment?

3.1.1 Importance du transport convectif

Par rapport à la résolution des modèles climatiques utilisés, la convection est un phénomène de petite échelle et nécessite des paramétrisations physiques car sa représentation explicite est presque impossible. La convection a un rôle fondamental (Boucher et al. (1995)):

- les précipitations importantes liées à la convection et le dégagement de chaleur latente associé influent sur le bilan d'énergie global de l'atmosphère et sur le cycle de l'eau.
- le transport vertical d'humidité et de chaleur induit par la convection modifie les distributions verticales en humidité et en température. Ce transport agit également sur les traceurs.
- à cette convection sont associés des nuages qui interagissent avec le transfert radiatif (notamment les cirrus).

Une étude récente a montré que la haute troposphère est photochimiquement plus active qu'on ne le pensait du fait de l'existence des sources de radicaux résultant de la convection (Mari (1999)). La compréhension de la convection est un passage obligatoire pour l'étude des changements futurs de la composition chimique de l'atmosphère globale liés aux activités anthropiques. Une expérience d'intercomparaison a été menée par Jacob. Elle montre la grande importance de la convection dans la représentation du transport des espèces traces. Il s'agissait d'une intercomparaison entre vingt modèles de circulation générale. Le traceur utilisé était le radon, émis avec une source uniforme de 1 atome/cm^2/s sur les continents et de 0.005 atome/cm^2/s au-dessus des océans. Jacob compare les résultats de ces modèles entre eux mais également par rapport à des données notamment celles obtenues trois sites d'observations : Cincinnati, Crozet et Hawaï. Il constate, lors de la comparaison des profils verticaux simulés aux distributions observées sur ces trois sites, une sous estimation considérable des concentrations dans la moyenne et haute troposphère dans tous les modèles 3D où une paramétrisation sous maille de la convection n'a pas été introduite.

Un des problèmes de la paramétrisation de la convection est la non-linéarité des processus physiques liés à la condensation de la vapeur d'eau et l'interaction de leurs effets collectifs avec la circulation grande échelle. Les objectifs de toute paramétrisation de la convection (Emanuel and Raymond (1993)) sont de :

- formuler l'effet collectif des nuages sur les variables pronostiques à l'échelle de la maille sans décrire les nuages.
- comprendre les interactions entre la convection humide et les processus grande échelle.
- en respectant ces deux contraintes, garder la prédictabilité des domaines grande échelle et respecter les différentes conservations (de la masse, de l'humidité et de la chaleur).

3.1.2 Rapide énoncé des différentes paramétrisations de la convection profonde

Il est possible de distinguer deux grandes catégories de schémas de convection : les schémas d'ajustement et les schémas en flux de masse. Les anciennes versions du modèle de circulation atmosphérique du LMD avaient comme schéma de convection la combinaison du schéma de Manabe et de celui de Kuo, deux schémas d'ajustement. Cette combinaison a été proposée pour compenser les effets de l'ajustement humide pas suffisamment efficace dans le transport d'eau et d'énergie dans la haute troposphère.

Le schéma de Manabe (voir Emanuel and Raymond (1993) pour une analyse de ce schéma), développé en 1965, procède par un ajustement vertical de la température et de l'humidité, conservant l'énergie et éliminant l'instabilité conditionnelle quand la saturation a lieu. L'état final de l'atmosphère est stable et la quantité d'eau au-dessus de la saturation est condensée et éliminée sous forme de précipitations. Cette procédure conserve l'énergie totale et transporte la chaleur et l'humidité des basses couches vers les hautes couches. Ce n'est pas un modèle explicite de la convection mais il traite l'effet de la convection sur l'état de l'atmosphère. Le problème majeur de ce schéma est qu'il nécessite une saturation de la maille pour une convection humide sous maille. De plus, cet ajustement sous-estime la profondeur de la couche ajustée.

Le schéma de Kuo prend en compte la convergence d'humidité à grande échelle et le flux d'humidité en provenance de l'évaporation du sol. Ces deux schémas comme les autres schémas d'ajustement ne permettent pas de calculer les flux de masse convectifs et ne peuvent donc pas être utilisés pour modéliser le transport convectif d'espèces traces.

Actuellement l'image de la convection a tendance à converger dans les différents modèles de circulation générale vers les schémas en flux de masse qui permettent une représentation plus physique des intéractions nuages-dynamique et surtout de pouvoir paramétriser le transport convectif des espèces traces. Ces derniers considèrent une tour convective comme un panache qui entraîne l'air environnant. Les flux ascendant et descendant à l'intérieur de cette tour sont traités explicitement. Ces schémas diffèrent entre eux notamment par la fermeture de la convection, c'est à dire par la façon dont la convection dépend des variables à grande échelle et par le calcul du transport. Il existe quatre principaux concepts de fermeture :

- une fermeture liée à la CAPE et aux caractéristiques de la couche limite ; c'est le cas du schéma de K. Emanuel.
- une fermeture liée aux caractéristiques seules de la couche limite; c'est le cas du nouveau schéma de K. Emanuel.
- une fermeture liée à la convergence grande échelle d'humidité ; c'est le cas du schéma de Tiedtke et de celui de Bougeault.
- une fermeture liée à la convergence grande échelle d'humidité et aux caractéristiques de couche limite (Tiedtke et Nordeng).

Dans les schémas de Tiedtke et de Bougeault, le transport ascendant est réalisé par une ascendance homogène alors que dans le schéma de K Emanuel, il est assuré par une ascendance adiabatique non diluée et des ascendances diluées. Le transport descendant est, pour les premiers, assuré par une descente homogène et pour le deuxième séparé en une descente précipitante et des descentes diluées. Ces deux visions ont des conséquences importantes sur le transport. Dans les premiers, c'est la concentration calculée à chaque niveau résultant des différents mélanges qui est transportée. Dans le schéma de K. Emanuel, l'ascendance adiabatique transporte dans toute la colonne convective la concentration de la première couche et les ascendances diluées transportent les concentrations résultant des différents mélanges à chaque niveau.

Ces paramétrisations nécessite une définition préalable de la représentation de la colonne convective. Elles présentent les avantages suivants :

- meilleur diagnostic de la distribution verticale de l'eau liquide.
- meilleure représentation du transport vertical d'autres traceurs, notamment de la vapeur d'eau : avec un schéma d'ajustement, il est impossible de détecter les flux de masse convectifs.
- paramétrisation plus précise sur les aspects microphysiques de la convection et des nuages.

3.1.3 La paramétrisation de Tiedtke, schéma de convection de LMDZ 3.3

L'objectif de Tiedtke (1989) était de réaliser un schéma en flux de masse simple qui puisse donner une bonne approximation du chauffage par la convection. Pour ce faire, il ne représente pas explicitement les nuages mais en fait un modèle grossier pour obtenir les contributions réalistes sur les bilans grande échelle de chaleur et d'humidité . De ce fait, Tiedtke cherche à représenter l'effet collectif des cumulus uniquement en les modélisant par des ascendances et subsidences 1D. Le détraînement a lieu vers le niveau de flottabilité nulle. Tiedtke différencie les fermetures en fonction de la convection. Pour la convection profonde, tout dépend de la convergence d'humidité à grande échelle dans les bas niveaux. Pour la convection peu profonde, l'origine de la convection provient de la couche limite. L'humidité est apportée par l'évaporation de surface. Ce schéma ne différencie que deux flux de masse, un ascendant et l'autre descendant. Sa représentation du transport convectif est donc assez grossière (pour le détail de ce transport se reporter à §1.3).

3.2 La paramétrisation de Kerry Emanuel

Le schéma d'Emanuel (1991) est un schéma avec de multiples flux de masse, à flottabilités différenciées. Il présente une structure conforme à celle imaginée par Raymond and Blyth (1986) à partir d'observations de cumulus non précipitants. De l'air d'une couche sous-nuageuse est soulevé adiabatiquement jusqu'à chaque niveau i entre la base du nuage et le niveau de flottabilité neutre. Une fraction d'eau condensée est convertie en précipitations qui tombent et s'évaporent partiellement en air clair, induisant une descente précipitante non saturée. L'air prélevé sur l'ascendance adiabatique au niveau i est mélangé à de l'air environnant, donnant un spectre de mélanges, où les fractions d'air environnant varient de 0 à 1. Ces mélanges montent ou descendent selon leurs flottabilités. Kerry Emanuel distingue donc quatre catégories de flux de masse :

- Les ascendances adiabatiques, non diluées : ces ascendances non visqueuses résultent des seules forces de flottabilité (les vitesses verticales sont déterminées par la CAPE). Rappelons que la CAPE donne une mesure de l'énergie cinétique maximum qu'une parcelle instable peut acquérir en supposant que la parcelle monte sans mélange avec l'environnement et s'ajuste instantanément à la pression locale de l'environnement. Elles contiennent l'air provenant des couches sous-nuageuses. Les flux de masse décroissent avec l'altitude car la diffusion turbulente retire de l'air depuis cette ascendance et le mélange avec l'air environnant entraîné (épluchage de l'ascendance). Elles recouvrent une fraction de maille de l'ordre du pour cent.
- Les ascendances diluées et les descentes diluées : On suppose que les mélanges détraînent aux niveaux auxquels leur température potentielle avec eau liquide, θ_l (définie par $\theta_l = \theta.exp(\frac{-L_v q_l}{CpT})$, où L_v est la chaleur latente de vaporisation et q_l le contenu en eau liquide) égale celle de l'environnement. En effet, on veut obtenir un mélange en équilibre avec l'environnement ; or un mélange d'air avec l'environnement n'aura le même θ_l que l'environnement qu'à la seule condition qu'il ait lui-même ce θ_l (le θ_l d'un mélange de deux parcelles d'air de température θ_{l1} et θ_{l2} s'obtient par $\theta_l = \frac{m_1\theta_{l1}+m_2\theta_{l2}}{m_1+m_2}$).
- La descente précipitante : on suppose qu'il n'y a qu'une seule descente insaturée à chaque point de grille horizontale et à chaque pas de temps. Elle est créée par la réévaporation des précipitations. Elle est considérée comme stationnaire (vitesse verticale de l'ordre de 4m/s). Elle peut avoir un impact thermodynamique crucial.

Les différences principales de ce schéma par rapport à celui de Tiedtke sont les suivantes (Grandpeix (1998)):

- au lieu d'avoir une seule ascendance mixte, il existe une ascendance adiabatique inviscide et plusieurs ascendances diluées nourries par l'entraînement.
- il n'existe pas un niveau de détraînement mais l'entraînement et le détraînement ont lieu à tous les niveaux.
- c'est un des seuls schémas où les descentes précipitantes sont représentées par un modèle physique.

Au cours de la paramétrisation de la convection, les différents flux de masse (flux ascendants non dilués, flux ascendants et descendants dilués, flux descendant précipitant) et les concentrations dans chacune des ascendances ou descentes sont calculés. Il est ensuite facile de calculer le transport d'une espèce trace ; son flux est donné par :

$$F_q(z) = M_a(q_a - q_e) + \sum_{j>i} \left(M_{dij}(q_{dij} - q_e) - M_{dji}(q_{dji} - q_e)\right) - M_p(q_p - q_e)$$

où M_a est le flux de masse ascendant adiabatique, q_a la concentration du traceur dans cette ascendance, M_{dij} et q_{dij} les flux de masse et les concentrations des ascendances et descentes diluées (provenant du niveau i et allant au niveau j), M_p et q_p les flux de masse et les concentrations des descentes précipitantes et q_e la concentration dans l'air environnant. La différenciation de multiples flux de masse rend la représentation du transport convectif plus fine. Et surtout la représentation plus physique de la descente précipitante pourrait permettre de paramétriser simultanément le transport convectif et le lessivage.

3.3 Les simulations 1D : le cas E

3.3.1 Le cas E

Il s'agit d'un cas de ligne de grains sur l'océan Pacifique Tropical Ouest enregistré le 22 février 1993 (Jam (1990)). Une ligne de grain de 100 km de long était orientée perpendiculairement au cisaillement de vent de bas niveau et avançait à une vitesse de 12 m/s. C'est un cas de convection sans convergence. Les schémas de type Manabe et de type Kuo ont été incapables de simuler de la convection dans un tel cas. On dispose de mesures par radar Doppler sur avion près de Honiara pendant l'évolution du cycle de vie sur une période de 5 jours. L'environnement a été caractérisé par des radiosondages et des vols avions. Il existe également des mesures de flux de surface et des observations des structures nuageuses par satellite. Le domaine d'étude est de 100km x125 km. C'est un cas de la campagne GATE documenté par Météo France.

Ce cas a été établi pour des simulations de 6 heures. On prolonge donc ici le forçage de la sixième heure aussi longtemps que souhaité. On observe ainsi une stabilisation de la convection après la sixième heure. Nous avons préféré effectuer des simulations plus longues car elles se prêtent mieux à une étude des traceurs.

3.3.2 Les simulations 1D

Nous avons réalisé des simulations 1D pour modéliser ce cas soit avec le schéma de convection de Kerry Emanuel soit avec celui de Tiedtke. Chacune dure une journée. Seule la version la plus récente (convect4.3) du schéma de K. Emanuel représentait le transport des traceurs. Malheureusement, cette version présente des résultats aberrants au-dessus de 300 hPa, créant une zone de refroidissement anormal à ces altitudes. Nous avons donc utilisé l'ancienne version de ce schéma (convect 3) qui a déjà été testée par l'équipe du LMD. Pour cela, il a fallu introduire la composante traceur dans ce schéma en s'inspirant de ce qui avait déjà été fait dans la version 4.3.

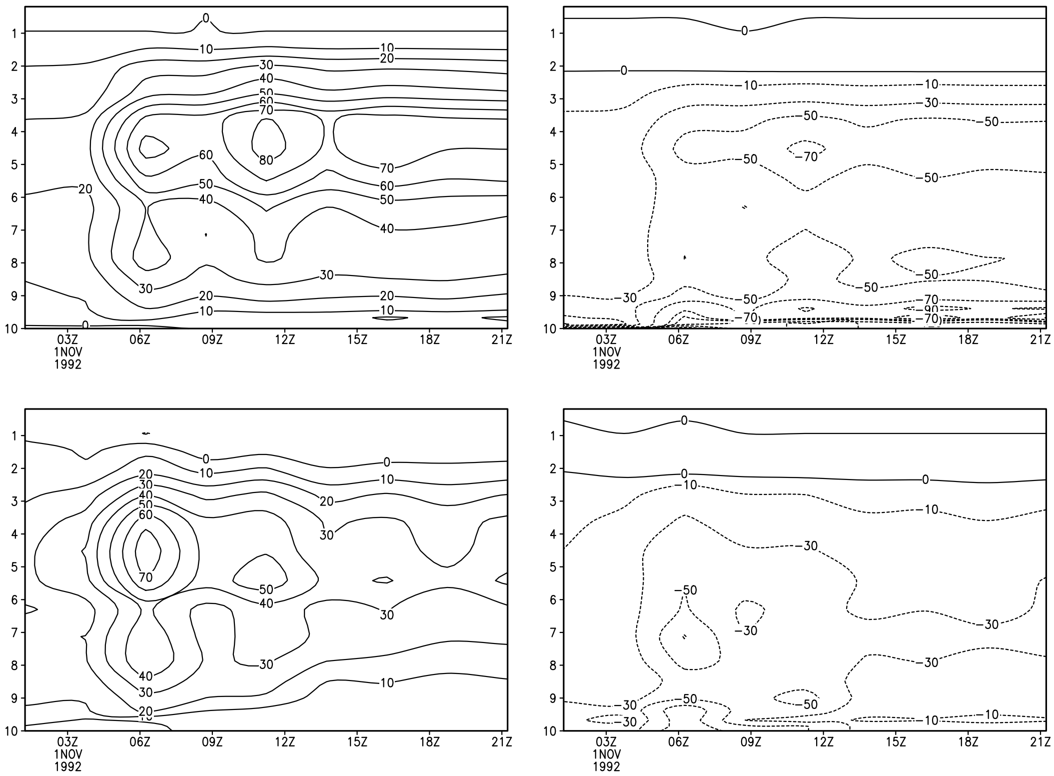

FIG. 3.1 – *Tendance de la convection en température en K/jr (figures de gauche) et en humidité en K/jr (figures de droite) avec le schéma de K. Emanuel en haut et avec le schéma de Tiedtke (en bas). L'axe vertical est en 10000 Pa.*

La figure 3.1 résume l'effet du schéma de convection de K. Emanuel et de celui de Tiedtke sur la température (réchauffement ou refroidissement) et sur l'humidité (assèchement ou humidification). Le chauffage par la convection dans les schémas de Tiedtke et de K. Emanuel ont les mêmes ordres de grandeur. Le maximum de chauffage se trouve à la bonne altitude (pression de 500hPa). Son évolution temporelle et son maximum diffèrent cependant. Le schéma de K. Emanuel prévoit un chauffage plus tardif et plus important de 10 K/jr. L'assèchement créé par la convection est moins important dans le schéma de Tiedtke ; l'assèchement maximum se situe à une pression de 750 hPa. Avec le schéma de K. Emanuel, il y a deux altitudes de maximum d'assèchement 800 hPa et 500 hPa. On remarque que dans les deux cas la convection se stabilise ce qui était attendu étant donné le forçage imposé. Les résultats de la simulation avec le schéma de K. Emanuel ont été comparés à ceux d'autres modèles et à des données dans le cadre d'EUCREM (cf Eucrem Final Report). La figure 3.2 montre l'évolution temporelle de la distribution de deux traceurs, l'un émis à la pression de 967 hPa et l'autre à la pression de 713 hPa. Le premier est transporté en quantité importante et rapidement dans les dernières couches puis il descend plus lentement. Le deuxième est transporté vers le haut de l'atmosphère plus tardivement (environ cinq heures après) puis il redescend sensiblement à la même vitesse. Le schéma de Tiedtke semble plus diffusif et il transporte moins de traceurs vers les

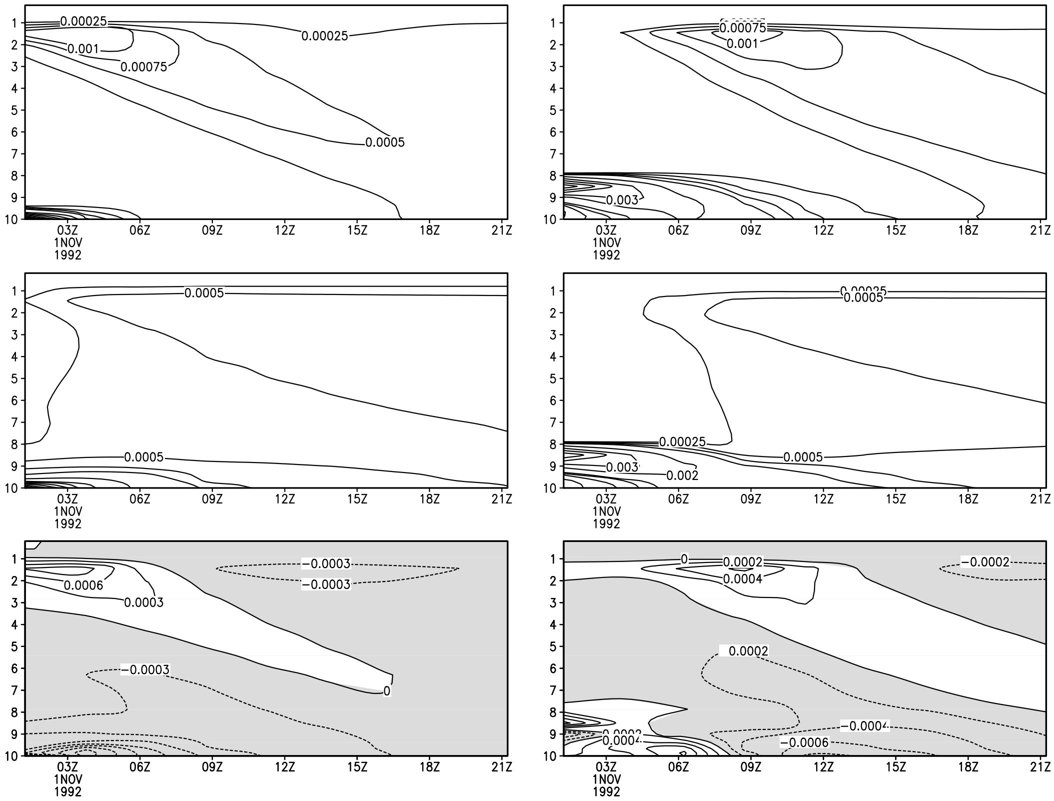

FIG. 3.2 – *Distribution du traceur émis à la troisième couche à une pression de 967 hPa (figure de gauche) et du traceur émis à la huitième couche, à une pression de 713 hPa (figure de droite) simulation avec le schéma de Kerry Emanuel (figure du haut) et celle avec celui de Tiedtke (figure du milieu), écart des deux dans la figure du bas. L'axe vertical est en 10000 Pa.*

hautes couches de l'atmosphère. L'ascendance est moins efficace. Le schéma de K. Emanuel transporte relativement moins de constituants dans les couches adjacentes mais plus dans les couches éloignées. Cela provient sans doute de la représentation de l'ascendance adiabatique qui ne se mélange pas avec l'air environnant et transporte vers les hautes couches la concentration du traceur depuis sa couche d'origine. Il est intéressant de noter que la convection semble se déclencher plus tard avec le schéma de K. Emanuel mais pourtant le transport des traceurs émis dans les premières couches se fait presque immédiatement. La figure 3.3 présente la matrice de transilience (cf §1.4.3 pour l'explication des matrices de transilience) obtenue par le schéma de convection de K. Emanuel et celui de Tiedtke. Les traceurs sont émis uniquement au premier pas de temps. On peut remarquer qu'après un pas de temps (figure du haut) le schéma de Tiedtke produit une diffusion plus grande dans les premiers niveaux. Au bout de 6 heures, les traceurs émis dans les trois premières couches sont transportés dans les hautes couches de l'atmosphère mais également vers les couches adjacentes. Les traceurs émis au-dessus d'une pression de 100 hPa ne sont pas du tout transportés. Ceux émis entre 800 hPa et 100 hPa subissent essentiellement un transport local et ceux dans les couches inférieures montent assez rapidement dans la haute troposphère (à une pression de 100 hPa, sans doute le sommet du nuage) puis redescendent plus lentement. Il faut noter ici qu'un des défauts du schéma de Kerry Emanuel est une simulation de flux de masse qui monte à une altitude trop élevée. Le transport est plus efficace avec le schéma de K. Emanuel. Enfin notons pour terminer que les traceurs des deux premières couches sont présents dans toute la troposphère en concentration supérieure à 0.00025kg/kg avec le schéma de Tiedtke (conséquence d'un modèle avec une ascendance et une subsidence homogène qui déposent donc les constituants aux différents niveaux) alors qu'avec le schéma de K. Emanuel ils ne sont présents que dans les parties basse et haute de la troposphère dans de telles concentrations.

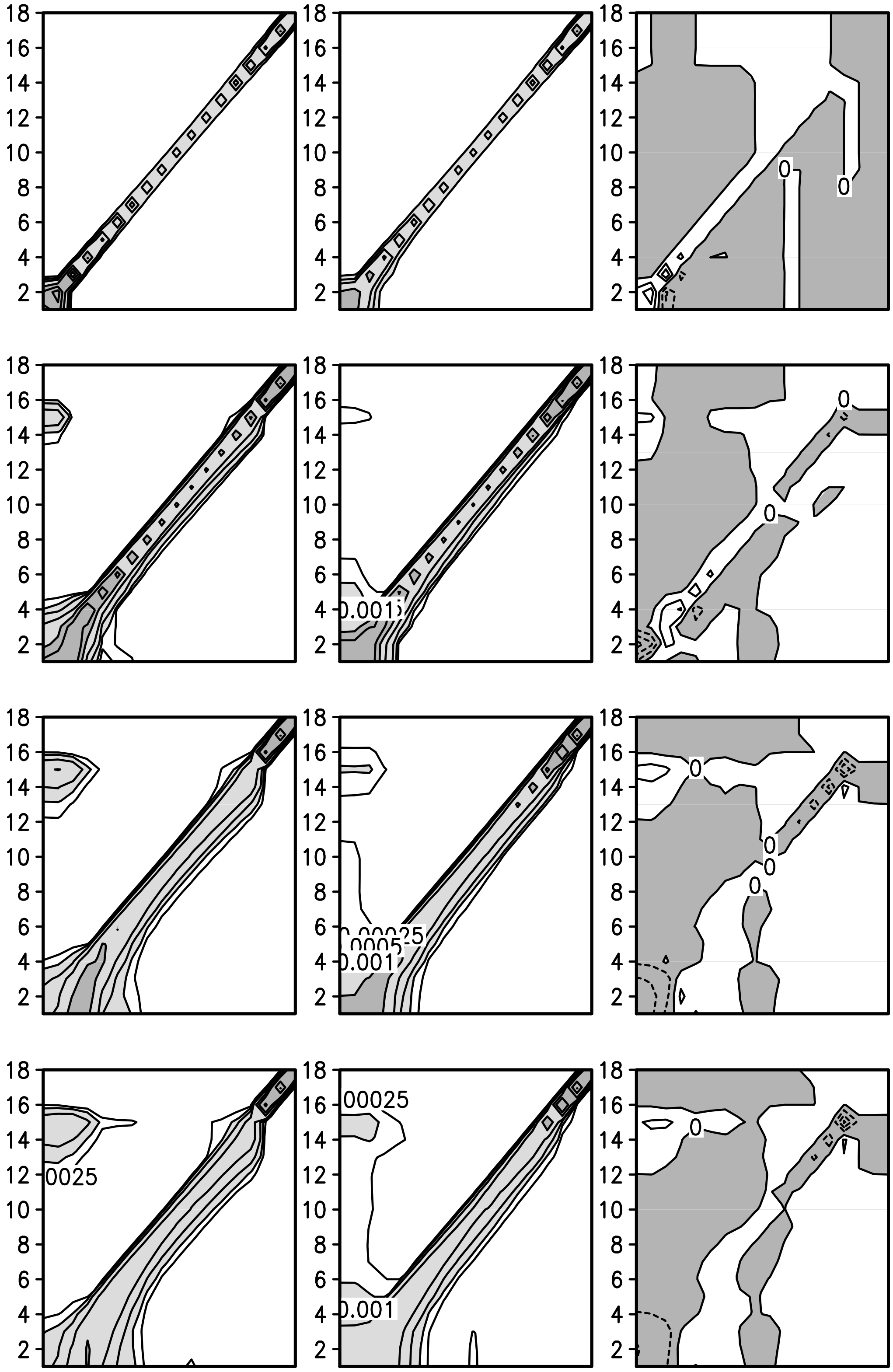

FIG. 3.3 – *Matrice de transilience obtenue avec la paramétrisation de K. Emanuel (figures de gauche), avec celle de Tiedtke (figures du milieu), différence des deux (figures de droite, les grisés représentent les valeurs négatives) à 0h, à 6h, à 14h et à 21h. Les limites des grisés sont les valeurs 0.002 kg/kg et 0.01 kg/kg à 0h et les valeurs 0.0005 kg/kg et 0.004 kg/kg aux autres heures.*

Chapitre 4

Perspectives

4.1 perspectives sur le transport convectif

L'étape suivante de ce travail serait tout d'abord de réaliser des simulations en trois dimensions avec la paramétrisation de Kerry Emanuel. Cette paramétrisation a déjà été bien testée par l'équipe du LMD sur des colonnes d'atmosphère (simulation 1D). Comme nous l'avons déjà dit, il existe plusieurs versions de cette paramétrisation. La nouvelle version (convect4.3) est à l'essai actuellement. Pour l'instant, les résultats sont aberrants au-dessus de 300 hPa. La version précédente (convect3) donne des résultats cohérents (c'est celle que nous avons utilisée dans nos simulations). Il serait donc judicieux de tester tout d'abord en trois dimensions l'ancienne version en attendant de valider la nouvelle version sur des simulations 1D. Une bonne représentation de la convection et en particulier du transport convectif conditionne de nombreuses études. La paramétrisation de Kerry Emanuel par sa représentation des différentes ascendances et des descentes précipitantes permet sans doute une meilleure représentation du transport convectif et permettrait par la suite de tenir compte du lessivage convectif. L'équipe du LMD, en particulier Jean-Yves Grandpeix, participe actuellement à la mise en place d'un projet européen Eurocs qui se base sur trois campagnes Fire (étude des strato-cumulus), Traques (convection dans la couche limite) et ARM (convection profonde). Il se compose de trois étapes la première consiste à réaliser des Large Eddies Simulations qui permettent une résolution de 10 à 100 mètres et où la couche limite est explicitement représentée ; la deuxième devrait effectuer des Cloud Resolving Models dont la résolution varie de 500 mètres à 1 kilomètre et qui utilisent des différences finies pour la convection ; enfin, la troisième étape consisterait en la réalisation de simulations 1D puis 3D.

Un sujet très intéressant d'étude serait l'étude du couplage entre la couche limite et la convection. Ce couplage est sans doute un élément clé du déclenchement de la convection. Il existe quatre mécanismes de couplage (Grandpeix (1998)) :

- La convection agit sur la diffusion verticale en modifiant les profils de température et d'humidité. Cela a un effet stabilisateur de la couche limite : chauffage du haut de la couche limite par subsidence et baisse de l'humidité de la couche limite.
- La diffusion verticale tend à homogénéiser l'humidité et la température potentielle de

la couche limite. Elle augmente la flottabilité à la base du nuage (amplification de la convection) et cela augmente également la température d'inversion au sommet de la couche limite.
- La convection induit un cisaillement dans la couche limite qui réduit le nombre de Richardson et empêche le développement de la couche limite.
- Plusieurs processus ont lieu à la base du nuage, permettant aux parcelles de traverser la zone de flottabilité négative juste au-dessus de la base du nuage. Ils gouvernent le déclenchement et la croissance de la convection et sont couplés à l'énergie turbulente au sommet de la couche limite.

Dans la paramétrisation des thermiques, l'entraînement depuis le haut de la couche limite vers le bas par des particules plus froides que l'environnement n'a pas été pris en compte. Ce phénomène est appelé instabilité d'entraînement, il joue peut-être un rôle dans la dissipation des nuages. Il serait intéressant par la suite d'inclure ce processus dans la paramétrisation des thermiques.

4.2 Validation à partir d'autres traceurs

Il serait intéressant d'étudier par la suite d'autres traceurs. Nous avons retenu ici quelques autres traceurs qui sont adaptés (temps de vie et existence de mesures notamment sur la verticale) à l'étude du transport convectif :
- les oxydes d'azote : ils ont un temps de résidence assez court de l'ordre de quelques heures à quelques jours. Ils sont produits naturellement par les éclairs (notamment en zone tropicale) anthropiquement par les avions, la combustion de la biomasse, les phénomènes de nitrification, les engrais.. Plusieurs campagnes ont permis d'obtenir des données notamment des profils verticaux de ce copmposé.
- le SF6 : produit par les centrales électriques, le SF6 est un traceur anthropique. Sa source augmente de manière à peu près linéaire depuis 1970 : elle est très bien connue. Ce traceur a été mesuré lors de la campagne TransCom II (campagnes de mesure pour intercomparaison de modèles). Il existe des mesures de profils verticaux (radiosondages).
- le Soufre : le cycle du soufre est très influencé par l'activité humaine. Il est étudié notamment pour les problèmes d'acidification des précipitations. Les composés soufrés ont une durée de vie variant de une demi-heure à sept jours. Il existe notamment deux campagnes de mesure des distributions de Soufre : PEM Tropics (sur le Pacifique Tropical) qui fournit des profils verticaux jusqu'à 200 hPa et la campagne ACE.
- l'ozone est un bon traceur de la convection mais il est plus difficile à contraindre du fait de l'intrusion d'air stratosphérique très riche en ozone vers la troposphère. Son temps de résidence est de quelques jours. Des profils verticaux jusqu'à 5km au-dessus de l'Amazonie et de l'Afrique et des données de vols Mozaïc (projet qui consiste à charger sur des avions de lignes des appareils permettant la mesure de différents traceurs dont l'ozone) sont disponibles pour caractériser les concentrations troposphériques d'ozone. Comme la concentration augmente de la surface à la haute troposphère, avec une haute variabilité dans la moyenne troposphère, les mouvements convectifs ascendants entraînent une diminution de la concentration dans la couche limite mais les mouvements descendants

peuvent induire aussi bien une baisse qu'une augmentation de la concentration dans la couche limite.

- l'oxyde de carbone (CO) est un traceur (insoluble) de pollution par les feux de biomasse. Sa durée de vie est de l'ordre de trois mois. Comme sa concentration décroît avec l'altitude, les mouvements convectifs ascendants et descendants réduisent sa concentration dans la couche limite. Certaines de ces espèces chimiques sont déjà implantés dans cette version de LMDZ : le cycle du soufre, celui des gaz à effet de serre, l'ozone.

Il serait intéressant de réaliser avec le modèle LMDZ l'expérience d'intercomparaison de Jacob (avec la paramétrisation standard de la couche limite ou celle des thermiques et avec la paramétrisation de la convection de Tiedtke ou celle de Kerry Emanuel) et de replacer les résultats obtenus parmi ceux des autres modèles mondiaux. Les différents modèles ne représentaient pas la bonne variabilité journalière de la concentration en radon dans la haute troposphère peut être que les nouvelles paramétrisations pourront remédier à ce défaut. Dans ce cadre, comme nous l'avons déjà mentionné, il serait intéressant d'étudier les épisodes radoniques sur l'île de Crozet.

Jusqu'à maintenant la représentation du lessivage est assez sommaire. Le schéma de Kerry Emanuel pourrait participer à l'amélioration de celui-ci. D'une part, ce schéma tient compte des descentes précipitantes et pourrait donc permettre une prise en compte du lessivage par les pluies convectives. Les nuages convectifs sont en effet le siège de processus de lessivage efficaces des espèces les plus solubles. D'autre part, il semble être plus proche de la microphysique. Pour l'instant le transport et le lessivage sont traités séparément dans le modèle. C'est une approximation très grossière pour la convection puisque les précipitations convectives et le lessivage sont corrélées spatialement : on peut imaginer par exemple que si le transport dans une tour convective est fort mais que le lessivage par les précipitations aussi, il ne résultera alors qu'un faible transport sur la verticale de l'espèce considérée. Contrairement à cette vision, le transport vertical sur la maille a une valeur moyenne et le lessivage aussi, il en résulterait alors un transport vertical plus important. On voit ici que la prise en compte simultanée du transport et du lessivage amène sans doute à une représentation plus réaliste des distributions d'espèces traces. Une bonne représentation du lessivage des aérosols passe sûrement par l'intégration de la microphysique, des processus de nucléation et des processus d'impaction. Le radon n'est pas un bon traceur car étant un gaz, il n'est pas lessivé. Par contre, le plomb permet l'étude du lessivage.

L'objectif plus global derrière ce travail est celui de la prochaine version de LMDZ-T qui devrait contenir le schéma des thermiques pour la couche limite et le schéma de convection de K. Emanuel.

Conclusion

Ce travail a permis d'analyser les différents transports turbulents et convectifs dans LMDZ-T. Il s'agissait essentiellement de comparer les différentes paramétrisations plus que de réaliser une validation.

- Le transport par les thermiques permet un mélange plus important selon la verticale (résultats des simulations 1D et 3D) par rapport au schéma classique de couche limite, un schéma de diffusion turbulente. Les variations diurnes des concentrations sont bien plus rapides, résultant d'un brassage intense dès que la convection se déclenche (vers onze heures dans le cas des simulations ESQUIF). Un petit calcul analytique des temps de transport nous a permis de montrer que le transport par les thermiques est cinq à dix fois plus rapide que celui par la diffusion turbulente. Les matrices de transilience ont permis d'insister sur le caractère non-local du transport par les thermiques. Ces derniers permettent un transport ascendant très rapide, le transport descendant est assuré par une subsidence graduelle plus lente. Enfin, conséquence d'un transport vertical plus important, le transport horizontal est également plus fort : les espèces déplacées dans les couches supérieures subissent un vent plus fort.
- L'étude sur le CO_2 nous a permis de montrer que les coefficients de mélange dans la paramétrisation de Mellor et Yamada étaient plus grands que ceux de la diffusion turbulente.
- Le transport par le schéma de convection de K. Emanuel est plus efficace que celui par le schéma de Tiedtke. Avec le schéma de K. Emanuel le transport dans les hautes couches de l'atmosphère se fait très rapidement (transport par l'ascendance adiabatique). Enfin, le schéma de Tiedtke est plus diffusif dans les basses couches de l'atmosphère.

Ces deux schémas pourraient permettre plusieurs applications. Les pics radoniques observés au-dessus de Crozet pourraient être simulés. On pourrait les appliquer au transport de CO_2 au-dessus de la végétation (un étudiant travaille actuellement sur ce sujet). Ils pourraient également être utilisés dans les études traitant des aérosols ou des gaz à effet serre, car le transport convectif y est primordial.

Plusieurs perspectives sont envisagées.

Tout d'abord, il serait intéressant de réaliser une validation de ces schémas. Pour le schéma des thermiques, des simulations en 3D ont été réalisées dans le cadre de cette étude mais l'ajustement des paramètres utilisés dans les autres paramétrisations du modèle doit être réalisé avant d'envisager une comparaison à la climatologie des variables météorologiques. Pour le schéma de K. Emanuel, la première étape serait de réaliser des simulations en 3D. Les résultats obtenus dans cette étude pourraient être comparer aux données notamment celles disponibles sur le radon. D'autres traceurs pourraient aussi être utilisés pour permettre cette validation.

Ensuite, du point de vue de la modélisation, une des perspectives à courte échéance est d'isoler les flux de masse convectif dans la paramétrisation de K. Emanuel pour pouvoir les stocker avec les autres variables météorologiques nécessaire pour les modélisations “off-line”.

A plus long terme, la prochaine version de LMDZ-T devrait avoir pour schéma de convection celui de Kerry Emanuel et pour schéma de couche limite celui des thermiques.

Enfin, je voudrais insister sur deux perspectives d'étude qui pourraient faire suite à ce travail :

- l'étude du couplage de la couche limite et de la convection. Celui-ci pourrait être une clé importante dans le déclenchement de la convection.
- la paramétrisation du lessivage. Il serait notamment intéressant de réaliser une paramétrisation qui traite simultanément le transport et le lessivage convectif.

Bibliographie

ARMENGAUD, A., 2000, *Simulation de traceurs atmosphériques à l'aide d'un modèle de circulation générale*, thèse, Université Paris-6, à soutenir.

ATKINSON, B. W., AND J. W. ZHANG, 1996, Mesoscale shallow convection in the atmosphere, *Reviews of Geophysics*, *34*, 403–431.

BOUCHER, O., Z.-X. LI, AND H. LE TREUT, Introduction du schéma de convection de Tiedtke dans les MCGs du LMD, technical report 197, LMD, 1995.

BROST, R., AND R. CHATFIELD, 1989, Transport of radon in a three dimensional subhemispheric model, *J. Geophys. Res.*, *94*, (D4), 5095–5119.

DEARDORFF, J. W., 1972, Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux, *J. Geophys. Res.*, *77*, (30), 5900–5904.

DENNING, A., T. TAKAHASHI, AND P. FRIEDLINGSTEIN, 1999, Can a strong atmospheric co2 effect be reconciled with a reasonable carbon budget, *Tellus*, *51*, (B), 249–253.

EMANUEL, K., AND D. RAYMOND, 1993, *The representation of cumulus convection in numerical models*, M. Monographs (Ed.), vol. 24, American Meteorology Society.

EMANUEL, K. A., 1991, A scheme for representing cumulus convection in large-scale models, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 2313–2335.

FOUQUART, Y., AND B. BONNEL, 1980, Computations of solar heating of the Earth's atmosphere: A new parametrization, *Contrib. Atmos. Phys.*, *53*, 35–62.

GRANDPEIX, J.Y. ET LAHELLEC, A., Final report-european comission dg xii- part c : report from the laboratoire de métérologie dynamique : Analysis of lmd single column model results for case d and e, technical report, The EUropean Cloud REsolving Modelling programme (EUCREM), 1998.

HOLTON, J. R., 1979, *An introduction to dynamic meteorology*, A. L. Hales (Ed.), vol. 23 of *Internal geophysics series*, Academic Press, second edition.

HOLTSLAG, A. A. M., AND B. A. BOVILLE, 1993, Local versus non-local boundary-layer diffusion in a global climate model, *J. Climate*, *6*, 1825–1842.

HOURDIN, F., AND A. ARMENGAUD, 1999, Test of a hierarchy of finite-volume schemes for transport of trace species in an atmospheric general circulation model, *Mon. Wea. Rev.*, *127*, 822–837.

HOURDIN, F., AND J.-P. ISSARTEL, 2000, Sub-surface nuclear tests monitoring through the ctbt ^{133}xe network, *GRL in press*.

HOURDIN, F., F. COUVREUX, AND L. MENUT, soumis, Parameterization of the dry convective boundary layer based on a mass flux representation of thermals, *J. Atmos. Sci.*

JACOB, D., AND M. PRATHER, 1990, Radon-222 as a test of convective transport in a general circulation model, *Tellus*, *42*, (B), 118–134.

JAM, A., Thermodynamique de la glace dans le modèle unicolonne du lmd, rapport de stage de DEA, 1990.

LIU, C.H. ET LEUNG, D., 1998, Evaluation of an atmospheric boundary layer model used for air pollution studies, *J. Appl. Met.*, *37*, 1561–1576.

MARI, C., Transport et lessivage des espèces solubles par la convection profonde continentale, technical report, Météo-France: Atelier de Modélisation de l'atmosphère, 1999.

MELLOR, G. L., AND T. YAMADA, 1974, A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, *31*, 1791–1806.

MENUT, L., R. VAUTARD, C. FLAMANT, C. ABONNEL, M. BEEKMAN, P. H. CHAZETTE, P. FLAMANT, D. GOMBERT, G. D., D. KLEY, M. B. LEFEBVRE, B. LOSSEC, D. MARTIN, G. MEGIE, P. PERROS, M. SICARD, AND G. TOUPANCE, Atmospheric pollution over the paris area: The ESQUIF project, annales Geophysicae (submitted), 2000.

MORCRETTE, J.-J., The ECMWF model radiation scheme: Description and validation, 1989.

PLEIM, J. E., AND J. S. CHANG, 1992, A non-local closure model for vertical mixing in the convective boundary layer, *Atmosph. Environ.*, *26A*, 965–981.

RAYMOND, D. J., AND A. M. BLYTH, 1986, A stochastic model for non precipitating cumulus clouds, *J. Atmos. Sci.*, *43*, 2708–2718.

SADOURNY, R., AND K. LAVAL, 1984, January and July performance of the LMD general circulation model, in *New perspectives in Climate Modeling*, edited by A. Berger and C. Nicolis, Elsevier, 173–197, Amsterdam.

STULL, R. B., 1988, *An introduction to boundary layer meteorology*, A. S. Library (Ed.), Kluwer Academic Publishers.

TIEDTKE, M., 1989, A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models, *Mon. Wea. Rev.*, *117*, 1179–1800.