

# **THÈSE de DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ PARIS 7**

Spécialité :  
Méthodes Physiques en Télédétection

Présentée par

**Frédéric CHEVALLIER**

Titre de la thèse :

**La modélisation du transfert radiatif à des fins  
climatiques :  
une nouvelle approche  
fondée sur les réseaux de neurones artificiels**

soutenue publiquement le 29 juin 1998 devant le jury composé de

|               |    |              |           |
|---------------|----|--------------|-----------|
| Président :   | Me | Katia        | LAVAL     |
| Rapporteurs : | Mr | Philippe     | COURTIER  |
|               | Mr | Jean-Jacques | MORCRETTE |
| Examineurs :  | Me | Frédérique   | CHÉRUY    |
|               | Mr | Yves         | FOUQUART  |
|               | Me | Noëlle       | SCOTT     |
|               | Me | Sylvie       | THIRIA    |



*À mes parents,  
à la mémoire de mes grands-parents.*



Si la recherche scientifique porte toujours l'empreinte de la personnalité de ses acteurs, elle résulte rarement aujourd'hui de travaux solitaires. Je tiens à témoigner ma reconnaissance envers tous ceux qui ont accompagné le travail de thèse présenté ici.

Celui-ci a été réalisé au Laboratoire de Météorologie Dynamique du CNRS. J'en remercie ses directeurs successifs, Robert Sadourny et Claude Basdevant.

Plus précisément, il s'est inscrit dans le cadre de l'équipe d'Analyse du Rayonnement Atmosphérique. Ses responsables, Noëlle Scott et Alain Chédin, ont constamment suivi son évolution. Je les remercie pour leurs avis toujours bienvenus, ainsi que pour leur franc soutien.

Frédérique Chérut a veillé avec beaucoup de compétences, jour après jour, au bon déroulement de cette thèse. Elle n'a compté ni son temps, ni son attention afin de me permettre de poursuivre mon travail dans les meilleures conditions. Je lui en suis particulièrement reconnaissant.

Le concours amical des autres membres de l'équipe «ARA» m'a été très précieux. En particulier celui de Patrick Brockmann, de Jean-Pierre Chaboureau, de Chantal Claud, de Laurent Crépeau, de Mathilde Hervéou, de Douang-Dao Kasysavanh, de Claudia Stubenrauch, et plus encore de Raymond Armante, dont les qualités de chercheur et d'ingénieur, jointes à sa bonne humeur, ont largement contribué à la réussite de ce travail.

Hervé Le Treut m'a permis d'utiliser le Modèle de Circulation Générale du LMD. Les enseignements tirés de cette expérience justifient pleinement ma gratitude à son égard. De ses conseils avisés, Laurent Li a guidé mes premiers pas avec le Modèle : je lui suis aussi très reconnaissant.

Jean-Jacques Morcrette a suivi avec beaucoup de bienveillance les différentes étapes du développement de «NeuroFlux». En particulier, il m'a permis d'utiliser sans restriction les codes de transfert radiatif du CEPMMT, avec lesquels j'ai effectué la majeure partie des tests. Je le remercie chaleureusement pour son soutien.

Je tiens aussi à remercier vivement Philippe Courtier pour tout l'intérêt qu'il a porté à cette nouvelle approche de la modélisation du transfert radiatif. Il a accepté, ainsi que Jean-Jacques Morcrette, le rôle délicat de rapporteur.

Yves Fouquart, Katia Laval et Sylvie Thiria ont accepté de faire partie du jury de thèse, que Katia Laval a présidé. Leurs compétences respectives ont apporté une reconnaissance particulière à ce travail. Qu'ils sachent que j'ai été très sensible à l'honneur qu'ils m'ont fait.

Cette thèse n'aurait pu aboutir sans une solide logistique informatique. Que Bernard Bonnet et Gilles Lefèvre au LMD, ainsi que les différentes équipes du centre informatique IDRIS du CNRS, trouvent ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Ma famille et mes amis ont aussi participé à mon travail de thèse ... souvent à regret sans doute, car ma disponibilité a souffert pendant ce temps. Ils savent combien leur soutien a été essentiel. Leur gentillesse reste pour moi inscrite entre chacune des lignes qui suivent.



# Table des matières

|            |  |           |
|------------|--|-----------|
| <b>I</b>   | <b>Introduction</b>  | <b>11</b> |
| I.1        | Le système climatique . . . . .  | 11        |
| I.2        | Composition et structure de l'atmosphère . . . . .                           | 12        |
| I.3        | Les Modèles de Circulation Générale de l'atmosphère . . . . .                | 14        |
| I.4        | Motivations et organisation du travail . . . . .                             | 14        |
| I.4.1      | La paramétrisation du transfert radiatif dans les MCG . . . . .              | 14        |
| I.4.2      | Une nouvelle approche de la paramétrisation du transfert radiatif . . . . .  | 15        |
| I.4.3      | Le calcul des flux radiatifs à partir d'observations satellitaires . . . . . | 16        |
| I.4.4      | Outils . . . . .   | 17        |
| I.4.5      | Organisation de la thèse . . . . .   | 18        |
| <b>II</b>  | <b>De l'équation du transfert radiatif en mode direct</b>                    | <b>19</b> |
| II.1       | L'absorption radiative dans l'atmosphère . . . . .                           | 19        |
| II.1.1     | Généralités . . . . .  | 19        |
| II.1.2     | Caractéristiques des grandes longueurs d'ondes dans l'atmosphère . . . . .   | 21        |
| II.2       | Cas d'une couche atmosphérique d'épaisseur infinitésimale . . . . .          | 24        |
| II.3       | Le coefficient d'absorption dans l'atmosphère . . . . .                      | 25        |
| II.3.1     | Cas d'une seule raie . . . . .   | 25        |
| II.3.2     | Spectre réel . . . . .   | 26        |
| II.4       | La fonction source . . . . .   | 27        |
| II.5       | La diffusion . . . . .   | 28        |
| II.6       | Expression des flux radiatifs dans une atmosphère non diffusante . . . . .   | 28        |
| <b>III</b> | <b>Les modèles de transfert radiatif direct</b>                              | <b>33</b> |
| III.1      | Préambule . . . . .  | 33        |
| III.2      | Les modèles raie-par-raie . . . . .  | 33        |
| III.3      | Les modèles paramétrisés . . . . .   | 34        |
| III.3.1    | Le traitement statistique des spectres de raies . . . . .                    | 34        |
| III.3.2    | Intégration spectrale sur le nombre d'ondes . . . . .                        | 35        |
| III.3.3    | Intégration spectrale sur le coefficient d'absorption . . . . .              | 37        |
| III.4      | Exemple de flux radiatifs . . . . .  | 38        |
| III.5      | Traitement des nuages . . . . .  | 40        |
| III.5.1    | Cas de la diffusion . . . . .  | 40        |
| III.5.2    | Approximation des corps gris . . . . .                                       | 40        |
| III.6      | Trois modèles de transfert radiatif . . . . .                                | 42        |
| III.6.1    | 4A . . . . .   | 42        |

|   |           |
|---|-----------|
| III.6.2 Les modèles du CEPMMT . . . . .   | 50        |
| III.7 Résumé et discussion . . . . .  | 55        |
| <b>IV Des réseaux de neurones</b>   | <b>57</b> |
| IV.1 Préambule . . . . .  | 57        |
| IV.2 Du neurone biologique au neurone formel . . . . .                              | 57        |
| IV.2.1 Les travaux fondateurs de la modélisation du neurone . . . . .               | 59        |
| IV.2.2 L'orientation vers l'intelligence artificielle . . . . .                     | 60        |
| IV.3 Le Perceptron MultiCouche . . . . .  | 61        |
| IV.3.1 Finalités . . . . .  | 61        |
| IV.3.2 Neurone et réseau de neurones . . . . .                                      | 62        |
| IV.3.3 L'algorithme d'apprentissage . . . . .                                       | 63        |
| IV.3.4 Des approximateurs universels . . . . .                                      | 67        |
| IV.3.5 L'architecture . . . . .   | 67        |
| IV.3.6 La base d'apprentissage . . . . .  | 68        |
| IV.3.7 La base de test . . . . .  | 68        |
| IV.3.8 Prétraitement des données . . . . .  | 69        |
| IV.4 Résumé . . . . .   | 69        |
| <b>V Développement de NeuroFlux</b>   | <b>71</b> |
| V.1 Préambule . . . . .   | 71        |
| V.2 NeuroFlux: une approche fondée sur les réseaux de neurones . . . . .            | 71        |
| V.3 Application du Perceptron MultiCouche pour NeuroFlux . . . . .                  | 73        |
| V.3.1 Les architectures dans NeuroFlux . . . . .                                    | 73        |
| V.3.2 Prétraitement des données d'entrée et de sortie . . . . .                     | 74        |
| V.3.3 Modification des connexions du PMC . . . . .                                  | 75        |
| V.4 La banque de données TIGR-2 . . . . .   | 76        |
| V.4.1 Historique . . . . .  | 76        |
| V.4.2 Description . . . . .   | 78        |
| V.5 Utilisation de TIGR-2 pour construire les bases d'apprentissage . . . . .       | 83        |
| V.5.1 Utilisation directe de TIGR-2 . . . . .                                       | 84        |
| V.5.2 Introduction d'une température de surface dans TIGR-2 . . . . .               | 86        |
| V.5.3 Accroissement artificiel de TIGR-2 . . . . .                                  | 87        |
| V.5.4 Construction d'une nouvelle classe tropicale par tirage aléatoire . . . . .   | 87        |
| V.6 Analyse critique de l'échantillonnage de TIGR-2 . . . . .                       | 88        |
| V.6.1 Principe de la méthode d'échantillonnage de TIGR-2 . . . . .                  | 90        |
| V.6.2 Propriétés de la méthode d'échantillonnage de TIGR-2 . . . . .                | 92        |
| V.7 Amélioration de la base: TIGR-3 . . . . .                                       | 98        |
| V.7.1 Apport des restitutions 3I / TOVS . . . . .                                   | 98        |
| V.7.2 Prise en compte explicite de la vapeur d'eau dans l'échantillonnage . . . . . | 99        |
| V.7.3 Échantillonnage en une étape . . . . .  | 101       |
| V.7.4 Caractéristiques de TIGR-3 . . . . .  | 104       |
| V.8 Résumé . . . . .  | 105       |



|   |            |
|---|------------|
| <b>VI Validation de NeuroFlux</b>   | <b>109</b> |
| VI.1 Préambule . . . . .  | 109        |
| VI.2 Validation à partir de radiosondages . . . . .                                   | 109        |
| VI.2.1 Les radiosondages issus de TIGR-1r . . . . .                                   | 109        |
| VI.2.2 Comparaisons en ciel clair . . . . .   | 110        |
| VI.2.3 Études de sensibilité en ciel clair . . . . .                                  | 116        |
| VI.2.4 Comparaisons en ciel nuageux . . . . .   | 125        |
| VI.3 Validation à partir des observations TOVS . . . . .                              | 130        |
| VI.4 Temps de calcul . . . . .  | 130        |
| VI.5 Résumé . . . . .   | 132        |
| <b>VII Application de NeuroFlux dans un Modèle de Circulation Générale</b>            | <b>133</b> |
| VII.1 Préambule . . . . .   | 133        |
| VII.2 Le modèle de circulation générale du LMD . . . . .                              | 133        |
| VII.3 Adaptation de NeuroFlux: NeuroFlux-C . . . . .                                  | 136        |
| VII.4 Statistiques sur les données d'une simulation de contrôle . . . . .             | 139        |
| VII.4.1 Les taux de refroidissement . . . . .   | 139        |
| VII.4.2 Le flux sortant et le flux net à la surface . . . . .                         | 144        |
| VII.4.3 Cas des régions polaires . . . . .  | 146        |
| VII.4.4 Conclusion des comparaisons . . . . .   | 148        |
| VII.5 Intégration sur six mois . . . . .  | 148        |
| VII.6 Résumé . . . . .  | 152        |
| <b>VIII Détermination des flux radiatifs à partir des observations TOVS: N-TbFlux</b> | <b>153</b> |
| VIII.1 Préambule . . . . .  | 153        |
| VIII.2 Les observations satellitales et le bilan radiatif . . . . .                   | 153        |
| VIII.2.1 Les radiomètres à bandes larges . . . . .                                    | 154        |
| VIII.2.2 Les radiomètres à bandes étroites . . . . .                                  | 155        |
| VIII.3 Le sondeur TOVS . . . . .  | 157        |
| VIII.3.1 Description . . . . .  | 157        |
| VIII.3.2 Étalonnage des mesures . . . . .   | 158        |
| VIII.3.3 Ajustements empiriques . . . . .   | 161        |
| VIII.4 N-TbFlux: une approche fondée sur les réseaux de neurones . . . . .            | 162        |
| VIII.4.1 Principe de la méthode . . . . .   | 162        |
| VIII.4.2 L'algorithme . . . . .   | 162        |
| VIII.4.3 Choix des canaux . . . . .   | 164        |
| VIII.4.4 Les réseaux de neurones . . . . .  | 164        |
| VIII.4.5 Validation de N-TbFlux . . . . .   | 164        |
| VIII.5 Les radiomètres ERBE . . . . .   | 166        |
| VIII.5.1 La mission ERBE . . . . .  | 166        |
| VIII.5.2 Description des radiomètres à champ étroit . . . . .                         | 167        |
| VIII.5.3 Traitement des observations des radiomètres à champ étroit . . . . .         | 167        |
| VIII.5.4 Grillage des données . . . . .   | 168        |
| VIII.5.5 Estimation des erreurs . . . . .   | 168        |
| VIII.6 Comparaison entre les calculs de N-TbFlux et les observations ERBE . . . . .   | 168        |
| VIII.7 Résumé et discussion . . . . .   | 170        |

|   |            |
|---|------------|
| <b>IX Complément de la banque de données TOVS-Path B avec des flux radiatifs</b>      | <b>173</b> |
| IX.1 Préambule . . . . .  | 173        |
| IX.2 Des banques de données de flux radiatifs atmosphériques . . . . .                | 173        |
| IX.2.1 Contexte actuel de la recherche autour du bilan radiatif . . . . .             | 173        |
| IX.2.2 Les banques de données actuelles de flux radiatifs . . . . .                   | 174        |
| IX.3 La ré-analyse des données TOVS avec la méthode 3I . . . . .                      | 175        |
| IX.3.1 Des données issues de l'analyse des observations TOVS . . . . .                | 175        |
| IX.3.2 Le projet Pathfinder . . . . .   | 176        |
| IX.3.3 Les données TOVS-Path B . . . . .  | 177        |
| IX.4 Des données 3I/ TOVS au modèle de transfert radiatif . . . . .                   | 178        |
| IX.4.1 Deux chaînes pour le calcul des flux . . . . .                                 | 178        |
| IX.4.2 Principe des calculs de l'interface . . . . .                                  | 179        |
| IX.5 Validation de 3IFlux-1 et 3IFlux-2 . . . . .                                     | 181        |
| IX.5.1 Impact des résolutions horizontale et verticale sur le calcul des flux . . . . | 181        |
| IX.5.2 Comparaisons au sommet de l'atmosphère avec ERBE . . . . .                     | 183        |
| IX.5.3 Utilisation de NeuroFlux pour les calculs radiatifs . . . . .                  | 190        |
| IX.6 Le refroidissement radiatif aux GO et en ciel clair . . . . .                    | 191        |
| IX.6.1 De l'effet de serre au refroidissement radiatif total . . . . .                | 191        |
| IX.6.2 Les variations du refroidissement radiatif total . . . . .                     | 193        |
| IX.6.3 Les variations des taux de refroidissement verticaux . . . . .                 | 198        |
| IX.7 Résumé . . . . .   | 204        |
| <b>X Conclusions et perspectives</b>  | <b>205</b> |
| <b>Liste des acronymes</b>  | <b>211</b> |
| <b>Références bibliographiques</b>  | <b>213</b> |

# Chapitre I

## Introduction

*Climat* n. m. (latin *clima*, inclinaison, empr. au gr.). Ensemble des phénomènes météorologiques qui caractérisent pendant une longue période l'état moyen de l'atmosphère et son évolution en un lieu donné.

*Dictionnaire Larousse de la Langue Française.*

### I.1 Le système climatique

En envisageant de comprendre les mécanismes qui régissent le climat, nous sommes confrontés à un système d'une considérable complexité. Le lieu du climat est l'*atmosphère*, c'est-à-dire l'enveloppe gazeuse de la Terre et ses hydrométéores. En termes génériques, le système climatique résulte des interactions de l'atmosphère avec cinq autres ensembles physiques : l'*espace*, les *océans*, les *terres émergées*, la *biomasse*, qui réunit les plantes, les animaux et l'homme, la *cryosphère*, qui comprend l'ensemble des masses de glace des montagnes et des glaciers. Les temps caractéristiques de réponse de chacun de ces ensembles à un forçage extérieur s'étalent entre l'heure et plusieurs années, à l'exception de la surface de la Terre, dont les variations ne sont pas significatives à l'échelle humaine.

Le rôle essentiel de l'eau et de ses remarquables propriétés thermodynamiques dans la régulation du climat illustre particulièrement la richesse du système. Les courants marins transportent l'eau et son enthalpie, sous forme liquide. Les continuelles solidifications et fusions à l'interface avec les glaciers modifient la répartition de l'énergie entre la cryosphère et les océans, tout en agissant sur la réflexion du rayonnement atmosphérique, par variation de l'albédo de la surface terrestre. Évaporée à la surface des océans, l'eau renforce son enthalpie par absorption de chaleur. Dans l'atmosphère elle est déplacée par advection et convection. Là, elle joue le rôle de principal absorbant radiatif. La condensation sous forme de particules liquides ou solides dans les nuages libère une partie de l'énergie de l'eau, et modifie ses propriétés face aux rayonnements solaire et tellurique. La précipitation, ou la liquéfaction dans la couche limite, la renvoie à la surface de la terre ou dans les océans. Moins apparent pour l'homme, le cycle du dioxyde de carbone, au confluent des processus atmosphériques, océaniques, d'origine dynamique, chimique, végétale, animale et anthropique, influence aussi la répartition de l'énergie dans le système climatique de manière forte.

| molécule            | concentration       |
|---------------------|---------------------|
| $N_2$               | 78.084 %            |
| $O_2$               | 20.946 %            |
| $A$                 | 0.934 %             |
| $CO_2$              | 360 ppmv (variable) |
| $Ne$                | 18.18 ppmv          |
| $He$                | 5.24 ppmv           |
| $CH_4$              | 1.6 ppmv            |
| $Kr$                | 1.14 ppmv           |
| $H_2$               | 0.5 ppmv            |
| $N_2O$              | 0.3 ppmv            |
| $Xe$                | 0.087 ppmv          |
| $CO$                | 0.07 ppmv           |
| $O_3$               | ~ 0.01 ppmv         |
| $CFCI_3$ $CF_2Cl_2$ | ~ 1.E-04 ppmv       |

TAB. I.1 – La composition de l'air sec non pollué d'après (Brimblecombe, 1996), et (Goody et Yung, 1989) pour  $CO$ ,  $O_3$ ,  $CFCI_3$  et  $CF_2Cl_2$ . Les quantités sont exprimées en % ou en ppmv. 1 ppmv (particule par million) de gaz équivaut à 1  $cm^3$  de ce gaz dans 1  $m^3$  d'air.

Plus généralement, les modes de transport de l'énergie dans le système climatique se répartissent sur tout l'éventail des possibilités offertes par la structure particulièrement élaborée de celui-ci. Comme toutes les autres planètes, la Terre reçoit son énergie de l'espace, sous forme de rayonnement électromagnétique solaire. De toute l'énergie solaire incidente, environ un tiers est réfléchi vers l'espace. La moitié est absorbée par les terres émergées et les océans. Le reste, environ 20%, est absorbé dans l'atmosphère, par *effet de serre*. L'énergie absorbée est redistribuée par un ensemble de processus radiatifs (absorption, émission et diffusion), et dynamiques (transport par les vents et les courants marins). Elle retourne finalement dans l'espace sous forme radiative.

## I.2 Composition et structure de l'atmosphère

L'atmosphère est la partie la plus variable du système climatique. Son temps d'ajustement à une modification de son environnement, comme un changement de l'insolation, est de l'ordre du mois (WMO-ICSU, 1975).

Sa composition montre cependant une relative stabilité. Le tableau I.1 indique la concentration moyenne des principaux gaz dans l'atmosphère en 1996. La vapeur d'eau n'y est pas indiquée à cause de sa grande variabilité spatiale. Sa concentration peut atteindre 10% dans le premier kilomètre. Vers 5  $km$ , elle est plus proche de 0.001%. Les concentrations de l'ozone, du dioxyde de carbone et du méthane, reportées dans le tableau, subissent des variations temporelles importantes liées aux activités humaines : l'émission d'aérosols, la combustion de carburants fossiles et les particularités de l'exploitation des terres. En particulier, les concentrations de l'ozone atmosphérique diminuent, comme l'illustre la figure I.1 : autour de 17  $km$  d'altitude, là où l'ozone est le plus abondant, le taux de déperdition annuel moyen se situe entre 1.5 et 3%. L'effet des changements, d'origine anthropique, des concentrations des gaz atmosphériques sur le bilan énergétique de la Terre et de son atmosphère est notable. Ainsi,

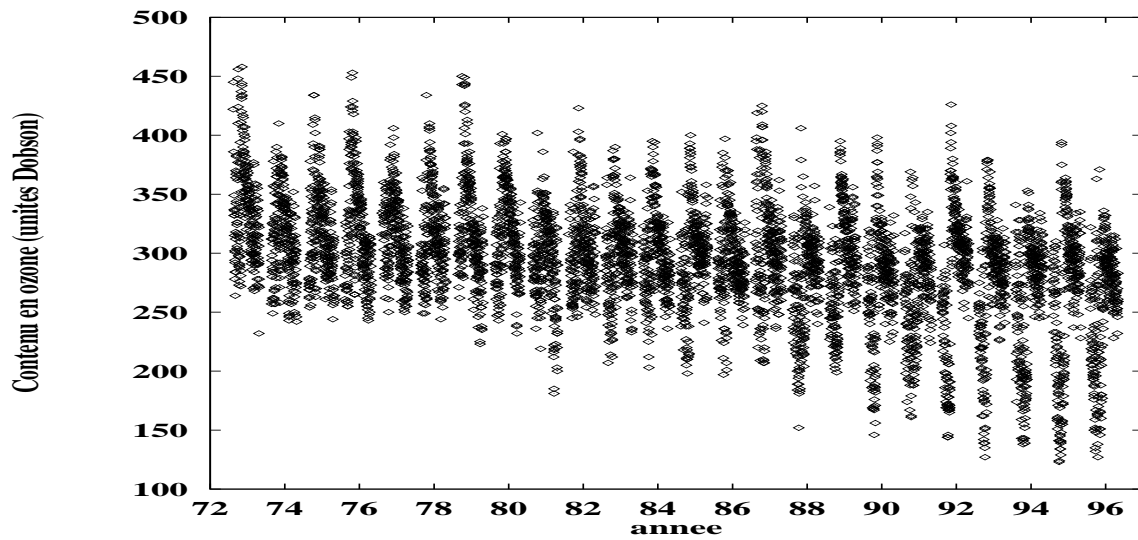
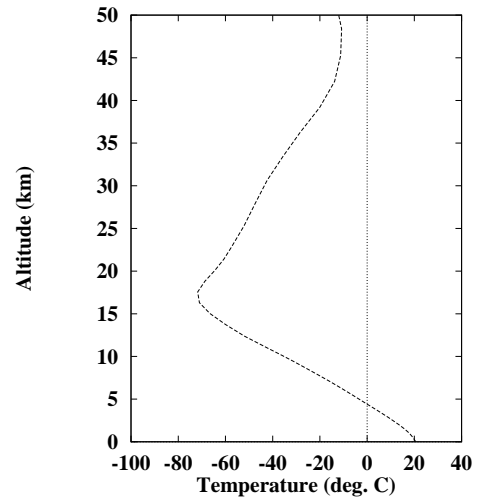


FIG. I.1 – Évolution du contenu total en ozone de l'atmosphère au dessus de Faraday (Antarctique, 65°S). L'unité est le millièème de centimètre, appelé unité Dobson.

FIG. I.2 – Profil moyen de température des masses d'air tropicales en dessous de 50 km d'altitude. Source: base TIGR (Chédin et al., 1985 ; Chevallier et al., 1998b).



malgré leur diversité, les simulations climatiques s'accordent à prévoir dans les prochaines décennies un réchauffement atmosphérique (Houghton *et al.*, 1990).

La gravité de la Terre concentre 99.9% de la masse de son atmosphère en dessous de 50 km d'altitude. On y distingue deux régions verticales avec des caractéristiques nettes. On se reportera à la figure I.2. Jusqu'à une dizaine de kilomètres, la température décroît fortement avec l'altitude. On appelle *troposphère*, cette région de l'atmosphère et *tropopause*, son sommet. La source principale de chaleur est la surface. Le gradient thermique vertical, autour de  $-5\text{ K/km}$ , entraîne une grande instabilité verticale des masses d'air. La forte convection résultante brasse les constituants atmosphériques et homogénéise leurs concentrations verticales. Le gradient thermique permet la diffusion sur la verticale de l'énergie fournie par la surface. Cependant, la distribution verticale de l'eau reste fortement hétérogène à cause des phénomènes de saturation : le profil vertical de la vapeur d'eau s'ajuste en fonction du profil de température, et décroît rapidement avec l'altitude.

Entre la tropopause et la *stratopause*, vers 50 km d'altitude, le gradient thermique vertical

est positif. Il rend les masses d'air stables, et bloque les échanges verticaux. C'est la *stratosphère*. L'abondance de l'ozone, absorbant du rayonnement solaire, y est la principale cause de chauffage.

### I.3 Les Modèles de Circulation Générale de l'atmosphère

La modélisation numérique des variations de l'atmosphère dans les Modèles de Circulation Générale (MCG) est un défi à la complexité d'un système que nous ne dominons pas. Les processus physiques atmosphériques impliqués peuvent être exprimés en une série d'équations dynamiques ou thermodynamiques. Ces *équations primitives* expriment les dérivées premières de la température, des vitesses horizontales et verticales du vent, de la pression de surface, et des constituants atmosphériques, en fonction de l'état de l'atmosphère à un instant donné. Par exemple, la variation temporelle de la température  $\theta$  à une altitude donnée découle du premier principe de la thermodynamique, et s'écrit :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \vec{\nabla} \theta + \frac{dP}{dt} \left( \frac{R}{C_p} \frac{\theta}{P} - \frac{\partial \theta}{\partial P} \right) + S_\theta \quad (I.1)$$

$t$  est la variable temporelle,  $\vec{V}$  la vitesse horizontale du vent,  $P$  la pression.  $R$  et  $C_p$  sont respectivement la constante molaire et la capacité calorifique des gaz.  $S_\theta$  est le taux de chauffage associé à l'ensemble des processus diabatiques : principalement le rayonnement, la dissipation et le dégagement de chaleur latente.

La modélisation numérique de l'atmosphère consiste, à partir d'un état initial, à intégrer les équations primitives, les conditions aux limites, et éventuellement des observations, pour simuler les variations temporelles du système. Chaque variable prise en compte dans la simulation (température, nébulosité, vents, ...) est initialisée à un pas de temps fixé, de l'ordre de l'heure ou de la minute.

De l'impossibilité technique de résoudre le système dans un MCG avec une résolution temporelle, spatiale, et spectrale pour le rayonnement, infinie, découle la nécessité de ne pas prendre en compte toute la variabilité des processus de «petite» échelle. Les MCG font intervenir ces processus sous-maille par paramétrisation. Par exemple, les transports turbulents dans la couche limite, la convection et le rayonnement sont des phénomènes essentiels pour la simulation du climat et paramétrisés dans les MCG (Charnock, 1981 ; Kuo, 1965 ; Fouquart, 1988). Comme pour tout modèle, la pertinence des paramétrisations d'un MCG détermine dans une large mesure sa nature et son utilité.

### I.4 Motivations et organisation du travail

#### I.4.1 La paramétrisation du transfert radiatif dans les MCG

Dans le cadre du travail exposé ici, nous nous intéressons à la simulation des processus radiatifs. On divise habituellement le rayonnement atmosphérique en deux régions spectrales. Étant donnée la grande différence de température entre le soleil, environ 6000 K, et la Terre, vers 250 K, leurs rayonnements respectifs ne se recouvrent en effet presque pas. Le rayonnement solaire correspond aux *longueurs d'ondes courtes*, et celui de la Terre, ou *rayonnement tellurique*, aux *grandes longueurs d'ondes*. Les défauts de paramétrisation du transfert radiatif dans ces deux régions entraînent une incertitude sur les simulations. Les temps de calcul

des modèles de transfert radiatif aux grandes longueurs d'ondes imposent en outre une dégradation de la prise en compte des variations diurnes du rayonnement dans les MCG. Nous développons ces deux points essentiels pour notre propos.

- **La précision des calculs radiatifs**

À la différence des approches «raie-par-raie», qui prennent en compte toute la complexité du spectre des absorbants, les modèles de transfert radiatif des MCG moyennent les transmissions sur de larges bandes spectrales. La dimension de ces bandes représente environ un million de fois la largeur d'une raie d'absorption. Une diminution significative de la taille de ces intervalles, qui accroîtrait la précision des codes, entraîne en même temps une augmentation des temps de calcul prohibitive. Les limites de ces paramétrisations ont été soulignées dans de nombreuses études. Ainsi, en ce qui concerne le rayonnement, les exercices 1984 et 1988 de l'Intercomparaison de Codes Radiatifs utilisés dans des Modèles de Climat (ICRCCM) ont montré un écart moyen de 1% à 2% pour des calculs du rayonnement tellurique sans nuages, entre les modèles les plus précis, raie-par-raie, et les meilleurs modèles de bande (Ellingson et Ellis, 1991). L'écart en ciel nuageux est beaucoup plus important. D'après l'équation I.1, cette incertitude induit une erreur sur la détermination des variations temporelles de la température dans les MCG. Par les mécanismes de la circulation générale, elle se répercute sur les autres variables météorologiques (Loughlin *et al.*, 1997). Ainsi, (Cess *et al.*, 1993) ont souligné que la dispersion des simulations radiatives obtenue lors d'expériences de doublement de dioxyde de carbone par différents MCG empêche une compréhension claire des impacts radiatifs de ce gaz sur le climat.

- **Les temps de calcul du rayonnement**

Malgré leurs faiblesses, les codes de transfert radiatif dans les MCG consomment une partie importante des temps de calcul des simulations. En conséquence, la résolution temporelle du cycle diurne des flux radiatifs est souvent dégradée dans les simulations. Par exemple, le code radiatif du MCG au Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme (CEPMMT) consomme 12% du temps de calcul total, 10% pour les calculs aux grandes longueurs d'ondes, 2% pour les calculs aux courtes. Les chiffres sont plus importants encore dans le modèle de climat du LMD (Sadourny et Laval, 1984), dont la structure est sensiblement différente de celui du CEPMMT. Dans la version modulaire du modèle, LMDz (Krinner *et al.*, 1997), 18% du temps de calcul est consacré aux procédures de transfert radiatif aux grandes longueurs d'ondes et 6% à celles des courtes. Dans les deux cas, celui du CEPMMT et celui de LMDz, les variables radiatives ne sont pas initialisées à chaque pas de temps du modèle. Or, il est reconnu que les déficiences de la prise en compte du cycle diurne peuvent mener à une dégradation notable des simulations climatiques (Wilson et Mitchell, 1986). Des codes précis et plus rapides que ceux utilisés actuellement dans les MCG sont la clé d'une meilleure prise en compte des variations diurnes du rayonnement.

### **I.4.2 Une nouvelle approche de la paramétrisation du transfert radiatif**

Des méthodes statistiques constituent une perspective intéressante pour tenter de résoudre la contradiction entre la rapidité et la précision des codes de transfert radiatif. Il est en effet possible de réduire le nombre de calculs contenus dans l'expression d'une fonction

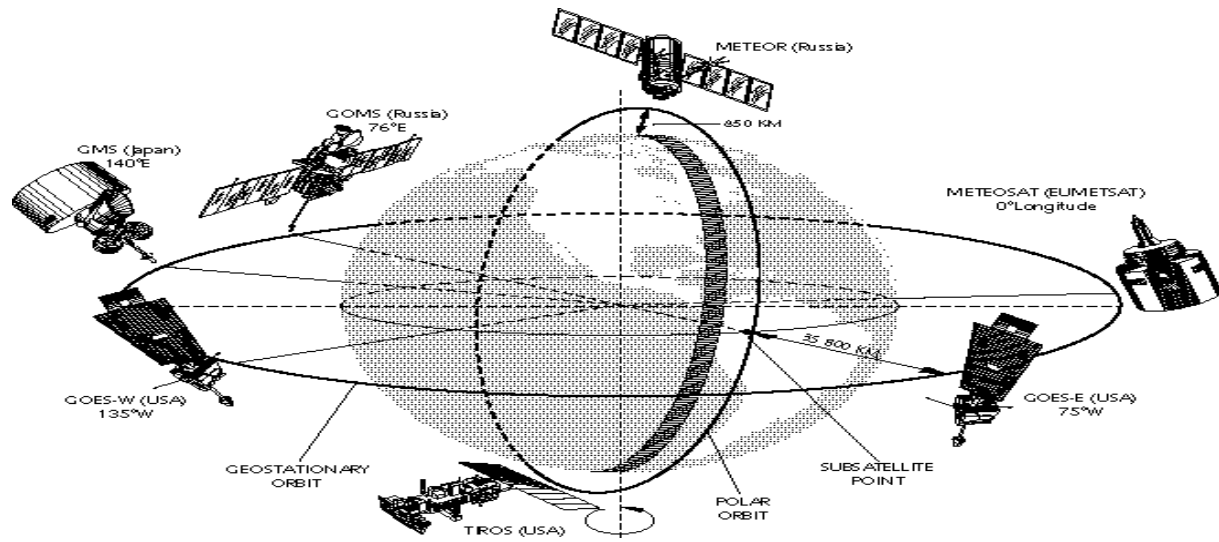


FIG. I.3 – Le réseau mondial d'observation opérationnelle météorologique par satellite (source : World Meteorological Organization).

$g : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^m$ , en approchant  $g$  par une fonction paramétrisée  $h$ , telle que :

$$\begin{aligned} h : \mathbb{R}^n &\rightarrow \mathbb{R}^m \\ x &\rightarrow y = h(\mathcal{W}, x) \end{aligned}$$

Le vecteur paramètre  $\mathcal{W} \in \mathbb{R}^p$  est fixé par régression sur un échantillon de  $N$  couples  $\{(x, y)_i\}_{i=1, N}$ .  $m$ ,  $n$  et  $p$  sont des entiers naturels non nuls. C'est notamment le principe développé dans les réseaux connexionnistes, ou *réseaux de neurones artificiels*, de type Perceptron MultiCouche (Rumelhart *et al.*, 1986). Un Perceptron MultiCouche est un système paramétrisé, dont les paramètres sont déterminés de manière itérative par régression non-linéaire.

L'objectif principal du travail présenté ici est de *construire un modèle de transfert radiatif pour les grandes longueurs d'ondes de l'atmosphère*, fondé sur le principe du Perceptron MultiCouche, et de le *valider*. Il doit être *rapide* par rapport aux modèles utilisés dans les MCG. Il doit apporter une *précision* au moins comparable.

### I.4.3 Le calcul des flux radiatifs à partir d'observations satellitaires

Notre étude sur la modélisation du transfert radiatif a suscité le développement en parallèle de plusieurs travaux sur l'estimation des flux radiatifs à partir des mesures du radiomètre multi-fréquences TOVS (*TIROS-N Operational Vertical Sounder*). En effet, comme dans le cas des simulations climatiques des MCG, la rapidité, si elle est associée à une précision satisfaisante au regard des objectifs, est un impératif pour le traitement de ces données mondiales, couvrant une longue période de temps.

L'atmosphère de la Terre est observée en continu par un réseau d'instruments. Parmi ceux-ci, les radiomètres satellitaires occupent une place prépondérante, car leur maillage dans l'espace et dans le temps est de loin le plus fin. En continu depuis 1979, la NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*) met en oeuvre un programme de satellites polaires héliosynchrones. Parmi les instruments embarqués à bord, le radiomètre TOVS permet de



restituer la structure thermodynamique 3D de l'atmosphère (température et vapeur d'eau), ainsi que la description du champ des nuages (type de nuage, altitude du sommet, nébulosité effective) et de la surface (température de surface, détection de la glace de mer) à partir des mesures du radiomètre (e.g. Smith *et al.*, 1979 ; Chédin *et al.*, 1985). Récemment, plusieurs travaux ont étendu le champ d'application des données TOVS à l'estimation de la structure radiative 3D de l'atmosphère dans les grandes longueurs d'ondes (Ellingson *et al.*, 1994b ; Rossow et Zhang, 1995).

La production de ces différents champs de données est orientée principalement vers deux objectifs :

- L'assimilation dans des modèles numériques du climat, comme celui du CEPMMT (Centre Européen de Prévisions Météorologiques à Moyen Terme, Reading, G. B.) (Andersson *et al.*, 1994 ; Gibson *et al.*, 1997).
- L'analyse statistique des caractéristiques du climat, permise par la continuité des observations de TOVS depuis 1979 (Wu *et al.*, 1993 ; Wittmeyer et Vondeer Haar, 1994 ; Soden et Bretherton, 1996).

Nous avons développé deux méthodes d'estimation des flux radiatifs verticaux dans les grandes longueurs d'ondes à partir des mesures de TOVS. La première est statistique et relie directement les observations du radiomètre aux flux radiatifs à l'aide de réseaux de neurones artificiels. La deuxième méthode poursuit le travail existant sur l'utilisation des paramètres géophysiques inversés par l'algorithme 3I (*Improved Initialization Inversion*) (Chédin *et al.*, 1985), pour effectuer les calculs avec un modèle de transfert radiatif direct.

#### I.4.4 Outils

Pour poursuivre ces différents objectifs, le développement d'un code de transfert radiatif, ainsi que celui de techniques d'estimation des flux radiatifs à partir de TOVS, nous avons bénéficié de plusieurs outils.

Afin d'isoler les performances de notre code de transfert radiatif neuronal des processus atmosphériques non radiatifs, nous ne nous sommes pas appuyés sur un MCG pour développer la méthode, mais sur de vastes bases de données de situations atmosphériques. Elles ont permis d'inférer les paramètres des réseaux de neurones. Elles ont autorisé les comparaisons de code à code permettant de cerner les écarts avec des modèles de référence.

Les bases de données utilisées comprennent en premier lieu les trois versions de la banque (TIGR) (*Thermodynamic Initial Guess Retrieval*) développée au LMD (Chédin *et al.*, 1985). Elles contiennent chacune entre 1200 et 2300 situations atmosphériques, échantillonnant les situations observables. D'autre part, le retraitement au LMD des données du sondeur satellitaire TOVS nous a offert la possibilité de disposer de millions d'observations mondiales réparties sur plusieurs années. De plus, l'expérience ERBE (*Earth Radiation Budget Experiment*) (Barkström, 1984) nous a permis de disposer d'une banque de données d'observations mondiales du flux sortant au sommet de l'atmosphère.

Nous avons utilisé trois modèles de transfert radiatif de référence. Le plus précis est le modèle «raie-par-raie» 4A (*Automatized Atmospheric Absorption Atlas*) du LMD (Scott et Chédin, 1981). Les deux autres sont les modèles paramétrisés du CEPMMT (Morcrette et Fouquart, 1985 ; Morcrette, 1991 ; Zhong et Haigh, 1995).

Enfin, le MCG du LMD nous a permis d'appliquer NeuroFlux pour des simulations climatiques.

### **I.4.5 Organisation de la thèse**

Le rapport de thèse est organisé en huit chapitres, en plus de la présente introduction, de la conclusion et des annexes.

La présente introduction forme le chapitre I. Le chapitre II est consacré à la théorie du transfert radiatif. Un état de l'art pour l'application de cette théorie au calcul des flux radiatifs aux grandes longueurs d'ondes est dressé dans le chapitre III. Un exposé des techniques neuronales constitue le chapitre IV.

Le chapitre V expose le développement de notre modèle de transfert radiatif fondé sur les réseaux de neurones artificiels : NeuroFlux. En particulier, il présente l'élaboration des bases d'apprentissage des réseaux de NeuroFlux. Ce dernier travail a suscité la mise à jour de la base TIGR-2, pour aboutir à une nouvelle version : TIGR-3.

Le chapitre VI expose en détail les validations de NeuroFlux, à partir de radiosondages et de données TOVS. Il montre la performance de la méthode, à la fois pour la précision et la rapidité. Dans le chapitre VII, sont présentés les résultats de l'application de NeuroFlux dans le modèle de climat LMDz.

Les chapitres VIII et IX présentent les deux méthodes de calcul des flux radiatifs aux grandes longueurs d'ondes à partir des données TOVS, que nous avons développées. Une application à l'étude des variations géographique et saisonnière des pertes radiatives de l'atmosphère dans les grandes longueurs d'ondes, est présentée dans le chapitre IX.

## Chapitre II

# De l'équation du transfert radiatif en mode direct

## II.1 L'absorption radiative dans l'atmosphère

### II.1.1 Généralités

Une onde radiative électromagnétique est une onde harmonique émise par une source. Dans le vide, elle se propage en ligne droite. L'une de ses caractéristiques importantes est sa périodicité spatiale. Elle est définie de manière équivalente par la période spatiale, appelée *longueur d'onde*,  $\lambda$  en  $m$ , ou par sa fréquence temporelle  $\nu = c/\lambda$  en  $Hz$  ( $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide), ou par sa fréquence spatiale, appelée *nombre d'ondes*,  $\omega = 1/\lambda$  en  $m^{-1}$ . L'interaction entre un rayon contenant une série d'ondes dont les nombres se répartissent sur une bande  $\delta\omega$ , et des particules, se caractérise par l'existence d'un spectre : l'intensité du rayon diminue, augmente ou reste inchangée selon les valeurs de  $\omega$ . En effet, pour les particules, le champ magnétique du rayon induit une activité radiative qui se superpose à leur activité radiative spontanée. Cette activité radiative particulière dépend du nombre d'ondes, via l'expression des quanta d'énergie émis et absorbés :  $E = h\omega$  ( $h$  est la constante de Planck). Elle dépend aussi de la nature des transitions radiatives concernées. Il est ainsi usuel de diviser le spectre électromagnétique en régions spectrales. Ces régions sont détaillées dans le tableau II.1. Chaque domaine est lié à un processus radiatif moléculaire ou atomique particulier :

- Les *ondes radio* correspondent aux transitions d'énergie  $E = h\omega$  les plus petites, celles dues aux changements du spin des électrons ou des noyaux.
- La région des *micro-ondes* concerne les transitions rotationnelles. Celles-ci n'existent que pour des molécules possédant un moment dipolaire permanent.
- L'*infra-rouge* est le domaine majoritairement des transitions de vibration-rotation. Les spectres d'absorption de vibration-rotation sont formés de bandes associées à chacune des transitions de vibration. Chaque bande est constituée par les raies associées aux transitions de rotation possibles.
- Les domaines du *visible* et de l'*ultra-violet* (UV) sont liés aux transitions électroniques.

|                 | Caractéristiques<br>de l'onde |                             |
|-----------------|-------------------------------|-----------------------------|
|                 | $\omega$ ( $\text{cm}^{-1}$ ) | $\lambda$ ( $\mu\text{m}$ ) |
| ondes radio     | 0 - 1                         | $\infty$ - $10^4$           |
| micro-ondes     | 1 - $10^2$                    | $10^4$ - $10^2$             |
| infra-rouge     | $10^2$ - $10^4$               | $10^2$ - 1                  |
| visible et UV   | $10^4$ - $10^6$               | 1 - $10^{-2}$               |
| rayons X        | $10^6$ - $10^{10}$            | $10^{-2}$ - $10^{-6}$       |
| rayons $\gamma$ | $10^9$ - $\infty$             | $10^{-5}$ - 0               |

TAB. II.1 – Régions du spectre électromagnétique.

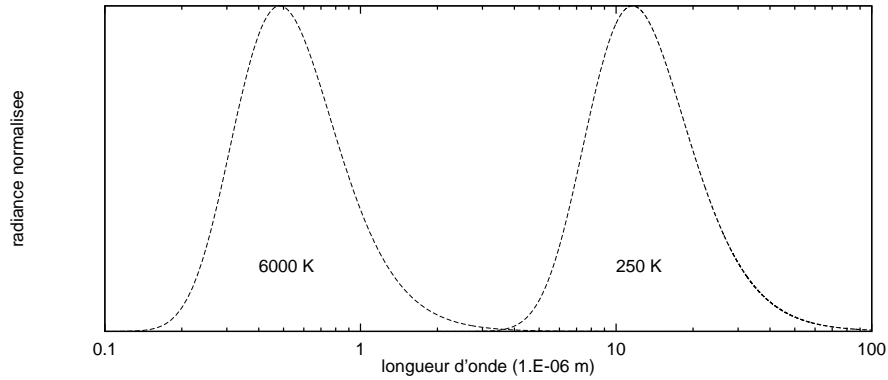


FIG. II.1 – Courbes du corps noir à 6000 K et à 250 K.

- Les rayons X correspondent à des transitions consécutives à la perte par un atome d'un de ses électrons internes.
- Les rayons  $\gamma$  sont émis lors des transitions entre niveaux d'énergie des noyaux atomiques. Les domaines des rayons X et ceux des rayons  $\gamma$  se recouvrent partiellement.

Dans l'atmosphère, le rayonnement provient de trois sources principales : les molécules atmosphériques, le globe terrestre et le soleil. La température du soleil est d'environ 6000 K, celles de la terre et de l'atmosphère toutes les deux autour de 250 K.

En première approximation, on peut modéliser le rayonnement des sources atmosphériques par celui de *corps noir*. Le rayonnement d'un *corps noir* est celui qui règne dans un milieu isotherme, vide et isolé. Il ne dépend que de la fréquence et de la température du milieu. La figure II.1 montre une nette séparation entre le spectre du corps noir à 6000 K et celui à 250 K : les deux courbes se croisent vers  $3.5 \mu\text{m}$  ( $2860 \text{ cm}^{-1}$ ) très loin de leur maximum respectif.

On sépare donc le spectre atmosphérique en deux domaines :

- Celui des *longueurs d'ondes courtes*, pour lesquelles  $\lambda$  est inférieur à  $3.5 \mu\text{m}$ . Elles sont désignées par l'acronyme OC (en anglais SW, pour *short wave*). Il couvre les ultra-violets, le visible et une partie de l'infra-rouge. La source principale d'énergie y est le soleil. Les principales bandes d'absorption sont celles des molécules  $\text{O}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{CO}_2$ .
- Celui des *grandes longueurs d'onde*, pour lesquelles  $\lambda$  est supérieur à  $3.5 \mu\text{m}$ . Dans les ouvrages en langue anglaise, il est désigné par l'acronyme LW, pour *long wave*. Dans la

suite, nous utiliserons l'abréviation française GO pour le désigner. Le domaine comprend des fréquences infra-rouges et les micro-ondes. Le rayonnement solaire y est faible. En plus des absorbants majoritaires ( $H_2O$ ,  $O_3$  et  $CO_2$ ), beaucoup d'absorbants atmosphériques minoritaires se manifestent dans cette région : le dioxygène, des oxydes nitreux, des composés carbonés et quelques composés sulfurés.

Notre étude est centrée sur les GO. La richesse du spectre des GO, le nombre important des absorbants concernés, en font un atout pour l'observation de l'atmosphère par les radiomètres. Elle rend aussi délicate sa modélisation.

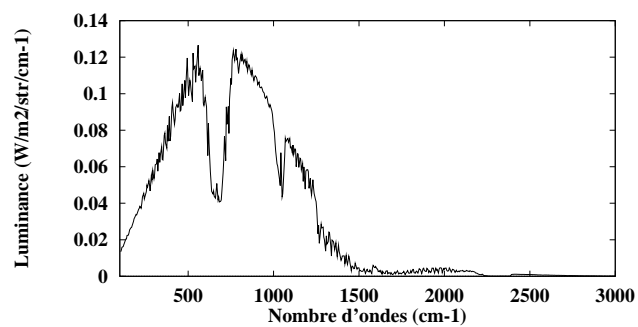
### II.1.2 Caractéristiques des grandes longueurs d'ondes dans l'atmosphère

Pour illustrer le rôle des différents absorbants gazeux dans les GO, nous avons calculé l'*absorptivité* des différents absorbants au sommet de l'atmosphère pour une situation précise. Pour cela, nous considérons  $E_0$  l'énergie radiative qui serait observée à une altitude spécifiée en l'absence d'absorbants atmosphériques. Nous déterminons aussi  $E_t$  l'énergie observée à la même altitude en prenant en compte tous les absorbants. Enfin, pour un gaz  $g$  actif dans les GO, nous calculons  $E_g$  l'énergie qui serait reçue à la même altitude si seul le gaz  $g$  absorbait. Nous définissons l'absorptivité de  $g$  par le rapport :

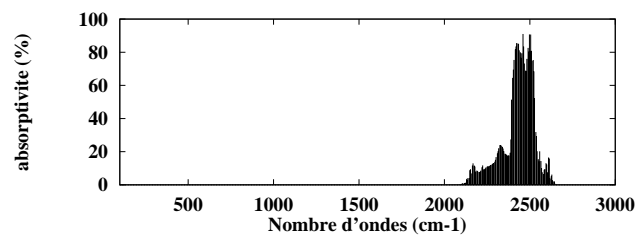
$$A_g = \frac{E_0 - E_g}{E_0 - E_t} \quad (\text{II.1})$$

Nous exprimons l'énergie sous la forme de la luminance spectrale, en  $W/m^2/sr/cm^{-1}$ . Sa définition est indiquée plus loin (formule II.2). Nous étudions une situation de type tropical. Les calculs ont été effectués avec le modèle «raie-par-raie» 4A (voir paragraphe III.6.1) pour les principaux gaz actifs dans les GO atmosphériques. Les résultats apparaissent sur les planches II.2 et II.3. Des atomes comme l'argon, le néon ou l'hélium n'y figurent pas, car leur absorption est négligeable dans les GO. Par contre, la contribution de l'oxyde nitreux ou de l'ozone à l'absorption radiative est notable, alors que leur concentration dans l'atmosphère est plus faible. On se reportera au tableau I.1 de l'introduction. Il détaille les concentrations des gaz dans l'atmosphère. L'effet d'un absorbant sur le rayonnement est autant lié à sa structure moléculaire qu'à son abondance. Les molécules simples comme le dioxygène, le diazote et l'argon, n'ont pas de moment dipolaire permanent, et donc n'ont pas de spectre de rotation-vibration. Cependant, l'abondance de  $N_2$  et  $O_2$ , la fréquence élevée de leurs collisions, suscitent des changements d'état vibrationnels des molécules. Par conséquent, le diazote et le dioxygène ont un pouvoir absorbant dans les GO. Le diazote possède une bande de vibration notable dont la fréquence fondamentale est à  $2329.9\text{ cm}^{-1}$ . Pour le dioxygène, on observe une bande peu intense autour de  $1556.3\text{ cm}^{-1}$ . Le spectre d'absorption de la molécule  $CO_2$  marque surtout la bande  $500\text{--}800\text{ cm}^{-1}$  du spectre atmosphérique aux GO, autour de sa fondamentale  $\nu_2$  (à  $667.4\text{ cm}^{-1}$ ). La bande autour de  $2349.0\text{ cm}^{-1}$  intervient dans une région où l'énergie du spectre est très faible. La molécule  $O_3$  est de type triatomique non linéaire. Elle se manifeste par trois bandes fondamentales de vibration dont les deux,  $\nu_1$  et  $\nu_3$  (autour de  $1042.0\text{ cm}^{-1}$ ), non concurrencées par  $CO_2$  et  $H_2O$ , exercent une influence notable. Comparée aux autres constituants, la molécule  $H_2O$ , triatomique non linéaire, induit les bandes d'absorption les plus intensives et les plus larges. La bande de vibration  $\nu_2$  est centrée autour de  $1653.8\text{ cm}^{-1}$  et s'étale sur plusieurs centaines de  $cm^{-1}$ . De  $100$  à  $500\text{ cm}^{-1}$  environ, s'étend une bande de rotation pure. Il est à noter que l'eau liquide possède des bandes d'absorption encore plus intenses. La molécule  $N_2O$  (NNO), linéaire non symétrique possède trois fondamentales

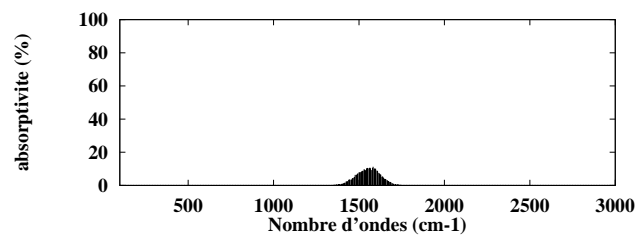
spectre total



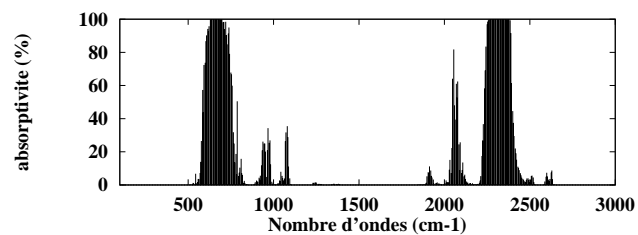
$N_2$



$O_2$



$CO_2$



$O_3$

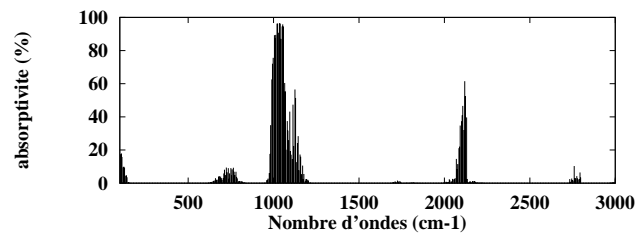


FIG. II.2 – En haut : spectre au sommet de l'atmosphère pour une situation tropicale. En dessous, absorptivité de différents absorbants dans les GO.

spectre total

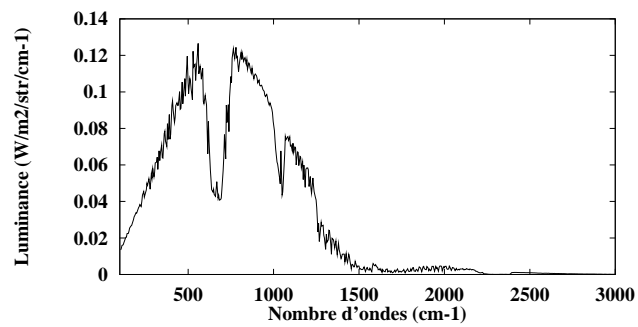
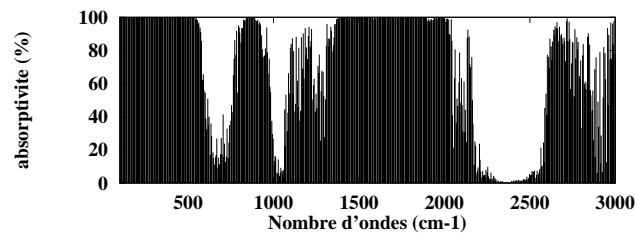
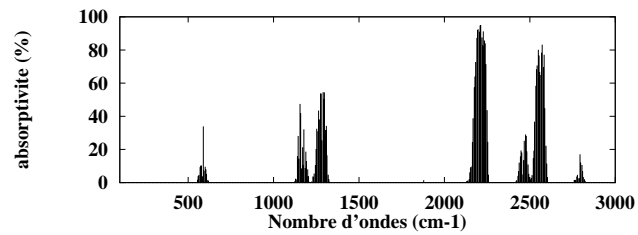
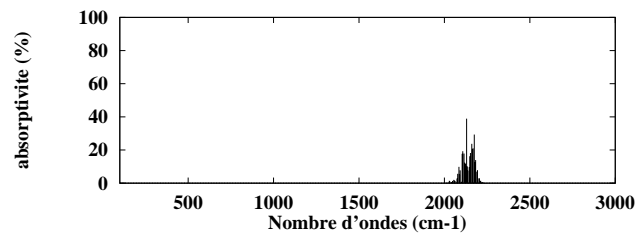
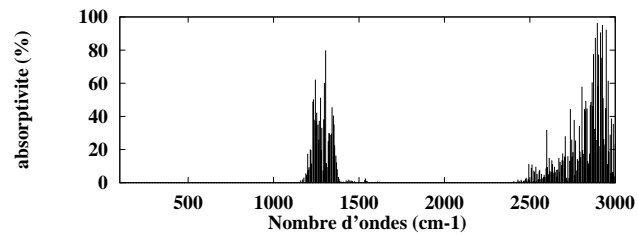
 $H_2O$  $N_2O$  $CO$  $CH_4$ 

FIG. II.3 – Suite de la figure précédente.

notables  $\nu_1$  ( $1284.9 \text{ cm}^{-1}$ ),  $\nu_2$  ( $558.7 \text{ cm}^{-1}$ ) et  $\nu_3$  ( $2223.7 \text{ cm}^{-1}$ ), la molécule  $CO$  une seule à  $2143.2 \text{ cm}^{-1}$ . La richesse du spectre de  $CH_4$  repose principalement sur deux fondamentales  $\nu_2$  ( $1310.7 \text{ cm}^{-1}$ ) et  $\nu_3$  ( $3009.5 \text{ cm}^{-1}$ ).

Nous nous employons dans la suite du chapitre à développer les équations qui permettent de déterminer la description radiative de l'atmosphère dans les GO, à partir des propriétés de ces absorbants.

## II.2 Cas d'une couche atmosphérique d'épaisseur infinitésimale

Considérons une onde électromagnétique de nombre d'ondes  $\omega$  se propageant dans l'atmosphère dans une direction définie par les angles sphériques  $(\zeta, \phi)$ . On appelle luminance énergétique monochromatique, ou spectrale, en un point  $M$ , la dérivée partielle de l'énergie qu'elle transporte  $Q$ , par unité de temps  $t$ , d'angle solide  $\Omega$ , de nombre d'ondes  $\omega$  et de surface  $S$ :

$$I_\omega(M, \zeta, \phi) = \frac{\partial^4 Q}{\partial t \partial \Omega \partial \omega \partial S} \quad (\text{II.2})$$

Supposons que l'onde traverse une couche d'atmosphère d'épaisseur géométrique infinitésimale  $ds$ , et de densité volumique  $\rho$ . Le volume d'air aura deux effets antagonistes sur le rayon :

1. Il diminue l'intensité du rayonnement incident. La loi de Lambert stipule que l'extinction est linéaire en fonction de la quantité de matière, quand l'état physique de la couche reste constant. Elle est correctement vérifiée dans l'atmosphère. Si  $k_\omega^x$ , en  $\text{cm}^{-1}$ , est le coefficient d'extinction monochromatique massique de la couche d'air, au nombre d'ondes considéré, la contribution de l'extinction au rayonnement égale donc :

$$dI_\omega(M, \zeta, \phi)[\text{extinction}] = -k_\omega^x I_\omega(M, \zeta, \phi) \rho ds \quad (\text{II.3})$$

Dans le phénomène d'extinction, on distingue l'absorption et la diffusion :

$$k_\omega^x = k_\omega^a + k_\omega^d$$

$k_\omega^a$  et  $k_\omega^d$  sont appelés respectivement les coefficients monochromatiques massiques d'absorption et de diffusion. Dans l'absorption, l'énergie correspondante est perdue pour le rayonnement : elle est transformée en énergie cinétique ou émise sous forme radiative à une autre fréquence. Dans la diffusion, par contre, l'énergie n'est que déviée dans une direction différente de celle incidente.

2. Comme tout corps, le volume d'air émet spontanément. Le processus d'émission est aussi linéaire que le phénomène d'extinction. On l'écrit donc sous la forme :

$$dI_\omega(M, \zeta, \phi)[\text{émission}] = k_\omega^e J_\omega(M, \zeta, \phi) \rho ds \quad (\text{II.4})$$

$k_\omega^e$  est le coefficient d'émission monochromatique massique et  $J_\omega$  est la fonction source de la couche.



La loi de Kirchhoff établit l'égalité des coefficients d'émission et d'extinction monochromatiques :

$$k_\omega = k_\omega^x = k_\omega^e = k_\omega^a + k_\omega^d \quad (\text{II.5})$$

La traversée de la couche d'air d'épaisseur  $ds$  se traduit donc, pour l'onde, par un changement de luminance spectrale :

$$dI_\omega(M, \zeta, \phi) = -k_\omega [I_\omega(M, \zeta, \phi) - J_\omega(M, \zeta, \phi)] \rho ds \quad (\text{II.6})$$

On définit l'épaisseur optique entre deux points  $M_1$  et  $M_2$  par :

$$\tau_\omega(M_1, M_2) = \int_{M_1}^{M_2} k_\omega \rho ds \quad (\text{II.7})$$

On récrit alors l'équation II.6 :

$$\frac{dI_\omega(M, \zeta, \phi)}{d\tau_\omega} = I_\omega(M, \zeta, \phi) - J_\omega(M, \zeta, \phi) \quad (\text{II.8})$$

Le signe du membre de gauche dépend du choix du point origine pour définir les épaisseurs optiques (le point  $M_1$  de l'équation II.7). Dans II.8 et dans la suite, on choisit  $M_1$  en aval de la trajectoire.

La diffusion fait perdre à  $I_\omega(M, \zeta, \phi)$  une quantité  $k_\omega^d I_\omega(M, \zeta, \phi) \rho ds$ . Elle l'enrichit simultanément de tous les rayons de même  $\omega$ , arrivant en  $M$  avec des angles d'incidence différents et diffusés dans la direction  $(\zeta, \phi)$ . On définit  $P_\omega(\zeta, \phi, \zeta', \phi')$  la probabilité qu'un photon arrivant en  $M$  sous les angles sphériques  $(\zeta', \phi')$  soit diffusé dans la direction définie par les angles sphériques  $(\zeta, \phi)$ . On appelle  $P_\omega$  *fonction de phase* de la diffusion. Elle est telle que  $\int_\Omega P_\omega(\zeta, \phi, \zeta', \phi') d\Omega / 4\pi = 1$ . De ceci, on déduit l'équation du transfert radiatif pour une atmosphère diffusante :

$$\boxed{\frac{dI_\omega(M, \zeta, \phi)}{d\tau_\omega} = I_\omega(M, \zeta, \phi) - J_\omega(M, \zeta, \phi) - \frac{k_\omega^d}{k_\omega} \int_{\Omega'} I_\omega(M, \zeta', \phi') P_\omega(\zeta, \phi, \zeta', \phi') \frac{d\Omega'}{4\pi}} \quad (\text{II.9})$$

L'étude des interactions entre une onde et le milieu qu'elle traverse impose donc la connaissance des coefficients d'absorption et de diffusion, respectivement  $k_\omega^a$  et  $k_\omega^d$ , ainsi que celle de la fonction source  $J_\omega$ . La formalisation de la diffusion implique en outre la connaissance de la répartition angulaire du rayonnement diffusé :  $P_\omega$ .

## II.3 Le coefficient d'absorption dans l'atmosphère

### II.3.1 Cas d'une seule raie

Considérons une raie d'absorption  $i$  d'un gaz, correspondant à une transition électronique entre deux niveaux, l'un d'énergie élevée,  $E_e$ , l'autre d'énergie basse,  $E_b$ . On exprime le coefficient d'absorption à un nombre d'ondes donné sous la forme du produit de l'intensité de la raie  $S = \int k_\omega^{i,a} d\omega$  et d'une forme de raie  $f^i(\omega - \omega_0)$ , telle que  $\int f^i(\omega - \omega_0) d\omega = 1$ ,  $\omega_0$  étant le nombre d'ondes central de la raie :

$$k_\omega^{i,a} = S f^i(\omega - \omega_0) \quad (\text{II.10})$$

La forme naturelle  $f^i$  d'une raie spectrale est issue du principe d'incertitude de Heisenberg. Dans l'atmosphère, deux phénomènes s'y superposent, et rendent imperceptible le profil initial de la raie. D'une part, la modification des niveaux d'énergie d'une molécule par collision, donne à la raie un profil de Lorentz  $f_L^i$ , de demi-largeur à mi-hauteur  $\alpha_L^i$ . On appelle  $k_L^{i,a}$  le coefficient d'absorption correspondant. D'autre part, l'effet de la vitesse de la molécule sur le rayonnement qu'elle émet, ou effet Doppler, lui donne un profil de Gauss  $f_G^i$ , de demi-largeur à mi-hauteur  $\alpha_G^i$ . Le coefficient d'absorption est alors  $k_G^{i,a}$ . La combinaison des deux effets, si on les suppose indépendants, donne à la raie un profil de Voigt. Le coefficient d'absorption  $k^{i,a}$  s'exprime alors par la relation :

$$\begin{aligned} k^{i,a}(\omega) &= k_L^{i,a}(\omega) \otimes k_G^{i,a}(\omega) \\ &= \frac{a \sqrt{Ln(2)}}{\alpha_G^i \pi \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-x^2}}{a^2 + (t-x)^2} dx \end{aligned}$$

$$avec \begin{cases} a &= \sqrt{Ln(2)} \frac{\alpha_L^i}{\alpha_G^i} \\ t &= \sqrt{Ln(2)} \frac{\omega - \omega_0}{\alpha_G^i} \end{cases}$$

Dans l'atmosphère,  $\alpha_L^i$  décroît avec l'altitude, alors que  $\alpha_G^i$  varie peu. Les deux demi-largeurs s'égalent vers 30 km (Scott, 1974a).

$\alpha_L^i$  et  $\alpha_G^i$  varient avec les conditions de température  $\theta$  et de pression  $P$ :

$$\alpha_L^i \propto \frac{P}{\theta^s} \quad \alpha_G^i \propto \sqrt{\theta}$$

$s$  est une constante du gaz considéré.

À l'aide de la théorie quantique d'Anderson (Anderson, 1949), et en posant l'hypothèse d'un gaz parfait dont les molécules auraient un diamètre de collision constant, pour exprimer la vitesse moyenne des molécules, le calcul amène à  $s = 0.5$ . Expérimentalement on est amené à modifier ces valeurs théoriques, pour chaque fréquence. Par exemple, pour la vapeur d'eau  $s \simeq 0.64$  dans les GO (source : GEISA (Jacquinot-Husson *et al.*, 1998)).

Actuellement les données spectroscopiques nécessaires aux calculs de transfert radiatif dans l'atmosphère terrestre sont fournies principalement par deux banques de données : la banque GEISA (*Gestion et Étude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques*), développée au LMD (Jacquinot-Husson *et al.*, 1998), et la banque HITRAN (*High resolution TRANsmission molecular absorption database*), à l'AFGL (*Air Force Geophysics Laboratory*) (Rothman *et al.*, 1997). GEISA et HITRAN sont mises à jour en parallèle. Les caractéristiques essentielles des raies des molécules agissant dans l'atmosphère y sont stockées : le nombre d'ondes central  $\omega_0$ , la demi-largeur à mi-hauteur  $\alpha_L$ , l'intensité  $S$  à une température fixée, l'énergie des niveaux de base des transitions et le coefficient  $s$  de dépendance en température de la demi-largeur.

### II.3.2 Spectre réel

La fonction  $k_\omega$  réelle résulte de toutes les raies d'absorption issues de toutes les transitions électroniques  $i$  possibles.

La contribution des raies loin de leur centre est difficile à mesurer et leurs complexes interactions, délicates à modéliser. Les ailes de raies ne bénéficient encore aujourd'hui que

d'un traitement empirique : l'ajout d'un terme de continuum aux coefficients d'absorption mesurés en laboratoire. Dans ce terme, on tient aussi compte des transitions induites par collision, comme pour le dioxygène ou le diazote.

Le continuum de la vapeur d'eau est le plus important. Les données actuelles sur celui-ci proviennent de l'*Atmospheric and Environmental Research* (AER, Cambridge, MA). S. A. Clough et ses collaborateurs (Clough *et al.*, 1980 ; Clough *et al.*, 1989) écrivent le coefficient d'absorption correspondant au continuum de la vapeur d'eau sous la forme :

$$k_{\omega}^c = C_{\omega}^S(\theta) \left[ \epsilon + \frac{C_{\omega}^N(\theta)}{C_{\omega}^S(\theta)} (P - \epsilon) \right] u \quad (\text{II.11})$$

$P$  est la pression totale,  $\epsilon$  est la pression partielle de vapeur d'eau.  $C_S$  est le coefficient du continuum propre (*self continuum*) et  $C_N$  le coefficient du continuum étranger (*foreign continuum*), celui dû aux collisions entre  $H_2O$  et les molécules abondantes de type différent, comme  $N_2$  et  $O_2$ .  $C_S$  et  $C_N$  sont des fonctions empiriques de la température  $\theta$ .  $u$  est la quantité de vapeur d'eau le long du chemin considéré, en  $g.m^{-3}$ .

## II.4 La fonction source

La fonction source correspondant à une transition électronique  $e \rightarrow b$  s'exprime par :

$$J_{\omega_{e \rightarrow b}} = \frac{2 h c^2 \omega_{e \rightarrow b}^3}{(n_e g_b / n_b g_e) - 1} \quad (\text{II.12})$$

$$\text{avec} \begin{cases} h = 6.6237.10^{-34} J.s & \text{la constante de Planck,} \\ c = 2.99791.10^8 m.s^{-1} & \text{la vitesse de la lumière dans le vide,} \\ k = 1.38024.10^{23} J.K^{-1} & \text{la constante de Boltzmann.} \end{cases}$$

$\omega_{e \rightarrow b}$  est le nombre d'ondes de la transition.  $n_e$  (respectivement  $n_b$ ) est le nombre d'atomes, ou de molécules, dans l'état d'énergie élevée (respectivement bas), par unité de volume.  $g_e$  (respectivement  $g_b$ ) est la dégénérescence du niveau élevé (respectivement bas). On définit  $\theta_r$ , la température radiative de la transition, en posant :

$$\frac{n_b g_e}{n_e g_b} = \exp \left( - \frac{h c \omega_{e \rightarrow b}}{k \theta_r} \right) \quad (\text{II.13})$$

Nous supposons ici que l'atmosphère est en *équilibre thermodynamique local*. Les collisions entre les molécules déterminent alors les populations de leurs niveaux électroniques : le temps moyen entre les collisions est suffisamment petit pour rendre négligeables les peuplements de niveaux par absorption résonnante ou par réaction chimique, et les dépeuplements par émission spontanée (Solomon *et al.*, 1986). C'est généralement le cas dans l'atmosphère jusqu'à 70 km environ (López-Puertas *et al.*, 1986). Les températures radiatives  $\theta_r$  des transitions égalent alors la température cinétique locale  $\theta$  ; les rapports de population, donnés dans la formule II.13, tendent vers le facteur de Boltzmann, et la fonction source  $J_{\omega}$  (II.12) vers la fonction de Planck :

$$B_{\omega}(\theta) = \frac{2 h c^2 \omega^3}{(\exp(\frac{h c \omega}{k \theta}) - 1)} \quad (\text{II.14})$$

$J_{\omega}(\theta) = B_{\omega}(\theta)$  est alors indépendant du gaz et de la transition électronique considérés. Toutes les fonctions sources sont égales.

## II.5 La diffusion

Suivant le rapport entre  $d$ , la taille des particules constituant le milieu, et  $\lambda$ , la longueur de l'onde qui y pénètre, on distingue deux cas :

### 1. $d \ll \lambda$

C'est le cas des gaz ( $d \sim 10^{-4} \mu m$ ) pour les GO ( $3.5 \mu m < \lambda$ ). On peut alors supposer que le rayonnement diffusé correspond à celui d'un dipole. Pour une onde non polarisée, la probabilité qu'un photon soit diffusé dans une direction particulière, ou fonction de phase, s'écrit :

$$P(\cos \xi) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \xi) \quad (\text{II.15})$$

$\xi$  est l'angle de diffusion (l'angle entre le rayon incident et le rayon diffusé).

Ce modèle, attribué au physicien J. W. S. Rayleigh (1842-1919), prévoit en outre une diffusion proportionnelle à  $1/\lambda^4$ , d'autant plus faible que la longueur d'onde est grande. On négligera donc le plus souvent la diffusion par les gaz dans les GO.

### 2. $d \sim \lambda$

C'est le cas des aérosols ( $d \sim 0.01 - 10 \mu m$ ) et des particules d'eau solide et liquide des nuages ( $d \sim 10 - 100 \mu m$ ) pour les longueurs d'ondes du spectre atmosphérique ( $10^{-1} < \lambda < 10^2 \mu m$ ). La théorie de Rayleigh n'est plus applicable ; on fait intervenir le cadre plus général et plus complexe de la théorie de Mie. Des approximations sur la forme des molécules sont nécessaires pour l'appliquer d'une façon simple. Dans le cas de sphères, la fonction de phase peut être approchée par une série finie de polynômes de Legendre (Henyey et Greenstein, 1941) :

$$P(\cos \xi) = \sum_l w_l P_l(\cos \xi) \quad (\text{II.16})$$

La théorie de Mie elle-même ne s'applique pas toujours. Pour la diffusion par les cristaux de glace des cirrus par exemple, seule la théorie de la diffraction anormale (ADT en anglais) semble décrire correctement le phénomène (Hulst (van de), 1957 ; Mitchell *et al.*, 1996).

## II.6 Expression des flux radiatifs dans une atmosphère non diffusante

Pour la suite du chapitre, nous nous restreignons au cas particulier où la diffusion est négligeable : un rayonnement aux GO dans une scène sans nuages ni aérosols. En outre, nous posons une série d'hypothèses : nous les décrivons ci-dessous.

### • Hypothèses

Nous supposons dans la suite que l'atmosphère est en équilibre thermodynamique local. Ensuite, nous négligeons au voisinage d'une latitude et d'une longitude données, la courbure de la surface terrestre. Enfin, nous supposons que les paramètres géophysiques ne varient pas sur l'horizontale. Dans les équations précédentes, l'altitude  $z$  du point  $M$  suffit alors à

décrire sa position. L'atmosphère est dite *stratifiée*. Par exemple, nous excluons les calculs aux limbes. Si, dans les deux angles sphériques  $\zeta$  et  $\phi$  définis précédemment,  $\zeta$  est l'angle zénithal et  $\phi$  est défini sur l'horizontale, alors  $\phi$  disparaît de l'équation II.9.

Sous ces hypothèses, on peut écrire simplement l'équation II.9 :

$$\frac{dI_\omega(z, \zeta)}{d\tau_\omega} = I_\omega(z, \zeta) - B_\omega(z) \quad (\text{II.17})$$

$$\text{soit} \quad e^{-\tau_\omega} \frac{dI_\omega(z, \zeta)}{d\tau_\omega} - e^{-\tau_\omega} I_\omega(z, \zeta) = -e^{-\tau_\omega} B_\omega(z) \quad (\text{II.18})$$

Sous cette forme, l'équation s'intègre facilement entre deux altitudes quelconques  $z_1$  et  $z_2$  dans la direction définie par  $\zeta$ . On obtient :

$$I_\omega(z_2, \zeta) = I_\omega(z_1, \zeta) e^{-\tau_\omega(z_1, z_2, \zeta)} + \int_{z_1}^{z_2} B_\omega(z') \frac{\partial e^{-\tau_\omega(z', z_2, \zeta)}}{\partial z'} dz' \quad (\text{II.19})$$

On définit la transmission monochromatique à travers une couche dont les limites se situent aux altitudes  $z$  et  $z'$ , vue sous l'angle  $\zeta$  par :

$$T_\omega(z_1, z_2, \zeta) = e^{-\tau_\omega(z_1, z_2, \zeta)} \quad (\text{II.20})$$

$$= \exp\left(-\sum_i \int_{z_1}^{z_2} \frac{k_\omega^i(z') \rho^i(z') dz'}{\cos(\zeta)}\right) \quad (\text{II.21})$$

On appelle luminances monochromatiques *montantes* celles telles que  $\zeta < \pi/2$ , et luminances monochromatiques *descendantes* celles telles que  $\zeta > \pi/2$ . Comme l'intégration spatiale ne se fait que sur la seule variable d'altitude  $z$ , les luminances *horizontales* ( $\zeta = \pi/2$ ) sont nulles. D'après II.19 et II.21, les luminances monochromatiques, montantes et descendantes, sous l'angle zénithal  $\zeta$  et à une altitude  $z$  s'écrivent :

$$I_\omega^\uparrow(z, \zeta) = I_\omega^\uparrow(0, \zeta) T_\omega(0, z, \zeta) + \int_0^z B_\omega(\theta_{z'}) \frac{\partial T_\omega(z', z, \zeta)}{\partial z'} dz' \quad (\text{II.22})$$

$$I_\omega^\downarrow(z, \zeta) = I_\omega^\downarrow(z_{top}, \zeta) T_\omega(z_{top}, z, \zeta) + \int_{z_{top}}^z B_\omega(\theta_{z'}) \frac{\partial T_\omega(z', z, \zeta)}{\partial z'} dz' \quad (\text{II.23})$$

$\rho^i$  est la concentration de chacun des gaz absorbants, indicés  $i$ .  $z_{top}$  est l'altitude prise comme sommet de l'atmosphère.

Le rayonnement aux GO incident au sommet de l'atmosphère correspond à celui d'un corps noir à la température d'environ 4 K. On peut le négliger :  $I_\omega^\downarrow(z_{top}) \simeq 0$ .

L'intégration des formules II.22 et II.23 sur l'angle solide  $\Omega$  et sur le nombre d'ondes  $\omega$  permet d'écrire les flux énergétiques montants et descendants.

$$F^\uparrow(z) = \pi \int_{-1}^{+1} \mu d\mu \int_{\delta\omega} d\omega \left[ I_\omega^\uparrow(0, \mu) T_\omega(0, z, \zeta) + \int_0^z B_\omega(\theta_{z'}) \frac{\partial T_\omega(z', z, \zeta)}{\partial z'} dz' \right] \quad (\text{II.24})$$

$$F^\downarrow(z) = \pi \int_{-1}^{+1} \mu d\mu \int_{\delta\omega} d\omega \int_{z_{top}}^z B_\omega(\theta_{z'}) \frac{\partial T_\omega(z', z, \zeta)}{\partial z'} dz' \quad (\text{II.25})$$

où  $\mu = \cos(\zeta)$ .

Après intégration par partie des équations II.24 et II.25, on obtient les expressions équivalentes :

$$F^\uparrow(z) = \pi \int_{-1}^{+1} \mu \, d\mu \int_{\delta\omega} d\omega [I_\omega^\uparrow(0, \mu) - B_\omega(\theta_0)] T_\omega(0, z, \zeta) + B_\omega(\theta_z) - \int_0^z T_\omega(z, z', \zeta) \frac{\partial B_\omega(\theta_{z'})}{\partial z'} dz' \quad (\text{II.26})$$

$$F^\downarrow(z) = \pi \int_{-1}^{+1} \mu \, d\mu \int_{\delta\omega} d\omega B_\omega(\theta_z) + \int_{z_{top}}^z T_\omega(z', z, \zeta) \frac{\partial B_\omega(\theta_{z'})}{\partial z'} dz' \quad (\text{II.27})$$

$\theta_0$  est la température de l'air à la surface.

#### • Le flux montant à la surface

On peut écrire simplement le flux montant à la surface en introduisant l'émissivité de surface  $\epsilon_\omega^s$  :

$$I_\omega^\uparrow(0, \mu) = \epsilon_\omega^s B_\omega(\theta_s) + (1 - \epsilon_\omega^s) I_\omega^\downarrow(0, \mu) \quad (\text{II.28})$$

où  $\theta_s$  est la température de surface.  $\epsilon_\omega^s$  varie en fonction de  $\omega$  et peut être estimée à l'aide de mesures de spectromètres (Bartholomew *et al.*, 1989 ; Salisbury et D'Aria, 1992). Dans le domaine infra-rouge,  $\epsilon_s$  est proche de l'unité pour la mer, mais peut s'en éloigner notablement pour la terre suivant les caractéristiques de la surface.

#### • De l'altitude à la pression

Dans les expressions II.24, II.25, II.26 et II.27, la variable d'altitude  $z$  est souvent remplacée par la variable de pression. Dans l'hypothèse d'une atmosphère en équilibre hydrostatique, la pression et l'altitude sont reliées par la relation :

$$P(z) = P(z_0) \exp\left(-\frac{z - z_0}{H}\right), \quad (\text{II.29})$$

où  $z_0$  est l'altitude de référence ( $z_0 = 0 \text{ km}$ ) et  $p(z_0)$  la pression associée ( $p(z_0) = 1013 \text{ hPa}$ ) et  $H$  est la *hauteur d'échelle*. Elle se calcule comme :  $H = RT/gM$ , où  $R$  est la constante des gaz parfaits ( $8.314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mole}^{-1}$ ),  $T$  la température de l'air,  $g$  l'accélération de la pesanteur ( $9.81 \text{ m.s}^{-1}$ ) et  $M$  la masse molaire de l'air ( $28.8 \text{ g.mole}^{-1}$ ).

#### • Définitions

On définit le flux net, comme étant la différence entre le flux montant et le flux descendant, à une altitude fixée :

$$F(z) = F^\uparrow(z) - F^\downarrow(z) \quad (\text{II.30})$$

$F$ ,  $F^\uparrow$  et  $F^\downarrow$  s'expriment en Watts par mètre carré ( $\text{W/m}^2$ ).

On montre que la divergence du flux net  $F$  est proportionnelle au taux auquel le champ radiatif perd de l'énergie, c'est-à-dire auquel la matière en reçoit, se réchauffe par rayonnement

(Kondratyev, 1969). On a les égalités :

$$S_{\theta}|_{rad} = \frac{\partial \theta}{\partial t}|_{rad} \quad (\text{II.31})$$

$$= \frac{1}{\rho(z)C_p} \frac{\partial F}{\partial P} \quad (\text{II.32})$$

$$= -\frac{g}{C_p} \frac{\partial F}{\partial z} \quad (\text{II.33})$$

$t$  est la variable de temps,  $\rho(z)$  la densité de l'air à l'altitude  $z$ ,  $C_p$  la capacité calorifique de l'air à pression constante, et  $g$  l'accélération de la pesanteur.  $S_{\theta}$  a été introduit dans le premier chapitre, comme terme source de l'équation primitive I.1.  $S_{\theta}|_{rad}$  est le *taux de chauffage radiatif*. Comme il est généralement négatif, on préfère utiliser son opposé, le taux de refroidissement radiatif  $C_r$  :

$$C_r(z) = -S_{\theta}|_{rad} \quad (\text{II.34})$$

$C_r$  est exprimé en degrés Kelvin par jour ( $K/j$ ).





## Chapitre III

# Les modèles de transfert radiatif direct

### III.1 Préambule

Nous avons développé au chapitre précédent les expressions des flux radiatifs dans le cas d'une atmosphère non diffusante. Partant de ces équations, il est possible de passer de la description thermodynamique d'une colonne d'atmosphère à sa description énergétique radiative. C'est le but des *modèles de transfert radiatif*.

Pour calculer les flux montants et descendants à partir des équations II.24 et II.25, ces modèles doivent résoudre trois intégrales : les intégrales spectrale, zénithale et verticale. Or, celles-ci ne sont pas directement intégrables. Il est nécessaire de faire des approximations.

Pour approcher l'intégrale d'une fonction  $f$ , soit  $\int f(x) dx$ , deux types de méthodes sont possibles :

- Le premier s'appuie sur les techniques classiques de discrétisation des intégrales : la méthode des trapèzes et les quadratures de Gauss (Abramowitz et Stegun, 1964). Il consiste à approcher l'intégrale de la fonction  $f$  considérée par une somme pondérée :

$$\int f(x) dx = \sum_{i=1}^n f(x_i) w_i \quad (\text{III.1})$$

Les  $\{w_i\}$  sont les facteurs de pondération. Le nombre  $n$  permettant une précision satisfaisante dépend de la nature de l'intégrale et du problème physique considéré.

- Le deuxième consiste à approcher  $f$  par une fonction  $g$  dont on sait résoudre l'intégrale.

Partant de ces principes, différentes catégories de modèles de transfert radiatif ont été développées. Leur diversité se traduit par une dispersion importante des précisions obtenues et, surtout, par des différences de temps de calcul de plusieurs ordres de grandeur.

### III.2 Les modèles raie-par-raie

Les modèles raie-par-raie reposent sur une discrétisation des trois intégrales. Leur approche est la plus directe et la plus précise.

Les trois intégrales, spectrale, zénithale et verticale, n'ont pas la même complexité.

Pour les intégrations zénithale et verticale, les formules de Gauss au moment d'ordre 1 permettent d'obtenir une bonne précision avec un minimum de calculs<sup>1</sup>. D'une utilisation plus rapide, l'approximation diffuse (Elsasser, 1942) est souvent préférée pour l'intégration zénithale. Semblable à une quadrature de Gauss à l'ordre 1, elle ramène le calcul du flux au calcul de la luminance dans la direction  $\mu = 1/r$  avec  $r = 1.66$ . Nous discuterons de cette approximation au paragraphe III.6.1.

Le problème posé par l'intégration spectrale est singulièrement plus complexe. En effet, les demi-largeurs à mi-hauteur des raies des absorbants peuvent être de l'ordre de  $0.01 \text{ cm}^{-1}$ , lorsque la pression égale  $1013 \text{ hPa}$  et la température  $296 \text{ K}$ . Elles atteignent des valeurs de l'ordre de  $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$  à une pression de  $0.1 \text{ hPa}$ . L'intégration spectrale sur les GO (entre 0 et  $2860 \text{ cm}^{-1}$ ) requiert donc un pas comparativement très fin pour obtenir une bonne précision.

On appelle *raie-par-raie* et *couche-par-couche* un modèle qui prend en compte chacune des raies d'absorption des différents constituants atmosphériques dans chacune des couches de l'atmosphère. Par la suite, on utilisera pour les désigner l'appellation commune *modèle raie-par-raie*. Dans ces conditions, le calcul des coefficients d'absorption est *monochromatique* et l'intégrale spectrale III.1 est résolue de la manière la plus précise. Ces modèles permettent les études sur le rayonnement atmosphérique les plus précises. Par conséquent, ils servent de référence pour développer et valider les codes paramétrisés.

Les limites actuelles des modèles raie-par-raie restent celles des modèles théoriques sous-jacents : la forme des raies, leur dépendance en fonction de la température et de la pression, la formulation du continuum. Des mesures à haute résolution spectrale effectuées par des spectromètres ou interféromètres, embarqués ou au sol, permettraient de lever une grande partie des incertitudes pesant sur ces paramètres. Or, on dispose actuellement de peu de mesures *in situ* pour valider les codes au-delà de  $20 \text{ }\mu\text{m}$ , alors que cette région spectrale semble influencer la dynamique de l'atmosphère de manière significative (Sinha et Harries, 1997).

L'autre limite atteinte par les modèles raie-par-raie est celle des temps de calcul, car l'approche monochromatique exige une discrétisation spectrale très fine.

### III.3 Les modèles paramétrisés

Afin d'éviter les longs calculs des modèles raie-par-raie, il est possible de paramétriser les spectres d'absorption par des spectres théoriques, dont le nombre de degrés de liberté est restreint. Ces approximations ne suffisent pas à rendre le calcul rapide : il faut en outre poser des hypothèses de simplification des intégrales dans les équations II.24 et II.25. D'un point de vue historique, les premiers modèles paramétrisés précèdent la création des modèles raie-par-raie : ceci pour des raisons technologiques liées aux moyens de calcul.

#### III.3.1 Le traitement statistique des spectres de raies

La paramétrisation des spectres d'absorption est réalisée sur des intervalles spectraux (ou bandes spectrales)  $\delta\omega$  relativement larges : de quelques  $\text{cm}^{-1}$  à plusieurs centaines de  $\text{cm}^{-1}$ , c'est-à-dire de plusieurs centaines à plusieurs millions de fois les largeurs à mi-hauteur. Sur

---

1. Rappelons qu'une quadrature de Gauss à l'ordre  $n$  (c'est-à-dire ne contenant que  $n$  points dans l'expression III.1) est rigoureusement égale à l'intégrale d'un polynôme d'ordre  $2n$ .

ceux-ci, on définit un spectre approché caractérisé par : un nombre de raies  $N$  sur la bande spectrale, une distribution de probabilité  $p(S)$  de l'intensité des raies, et une demi-largeur à mi-hauteur moyenne.

Premier en date, le modèle d'Elsasser (Elsasser, 1942) est constitué d'une suite infinie de raies de Lorentz identiques régulièrement espacées. Élémentaire, il permet par exemple de modéliser de manière satisfaisante le spectre des molécules diatomiques, comme  $CO$  ou  $CO_2$ , à des températures modérément basses. Par contre, il ne peut être appliqué à des molécules asymétriques comme  $H_2O$  (Malkmus, 1967). Plus polyvalents, les modèles de Goody (Goody, 1952) et de Malkmus (Malkmus, 1967) supposent une répartition aléatoire des raies, et une densité de probabilité  $p(S)$  définie respectivement par  $p(S) = (1/S_0)\exp(-S/S_0)$  et  $p(S) = (1/S)\exp(-S/S_0)$ , avec  $S_0 = \int_0^\infty Sp(S)dS$  l'intensité moyenne des raies. On trouvera par exemple chez (Goldman et Kyle, 1968) une étude de l'utilisation de ces modèles pour décrire les bandes d'ozone à  $9.6 \mu m$  et de vapeur d'eau à  $2.7 \mu m$ .

Une propriété importante des modèles aléatoires est la propriété de multiplicabilité des transmissions (Burch *et al.*, 1956). La transmission  $\bar{T}_j$  d'un milieu résultant du mélange de deux gaz, moyennée sur une bande spectrale  $j$ , est le produit des transmissions des deux gaz pris séparément, respectivement  $\bar{T}_{j,1}$  et  $\bar{T}_{j,2}$  :

$$\bar{T}^j = \bar{T}^{j,1} \times \bar{T}^{j,2} \quad (\text{III.2})$$

Cette propriété n'est valable que si les spectres des deux gaz ne sont pas corrélés, ce qui est le cas lorsque les raies d'absorption sont représentées par des distributions aléatoires.

Partant de ces modélisations statistiques des spectres d'absorption, deux approches différentes sont utilisées pour réaliser l'intégration spectrale, en s'affranchissant des nombreux calculs des modèles raie-par-raie. Une première approche consiste à réaliser l'intégration spectrale sur le nombre d'ondes, et amène à moyenner les transmissions. Une deuxième repose sur un changement de variables pour effectuer l'intégration spectrale dans l'espace des coefficients d'absorption.

### III.3.2 Intégration spectrale sur le nombre d'ondes

La *méthode d'émissivité* (Godson, 1953) permet de résoudre simplement la double intégration verticale-spectrale dans les expressions des flux radiatifs II.26 et II.27. Elle a été choisie pour les modèles du CEPMMT (Morcrette, 1991). Elle repose sur deux approximations : la première simplifie la description verticale de l'atmosphère ; la deuxième introduit l'émissivité dans les formules des flux radiatifs avec des expressions empiriques.

Pour simplifier l'intégration verticale, il est nécessaire de diviser l'atmosphère en une pile de  $K$  couches planes et parallèles, suivant l'équation III.1.

Considérons l'une des  $K$  couches. Le trajet  $\delta s = \mu \cdot \delta z$  dans celle-ci est caractérisé par les variations de la température et de la pression  $\delta \theta$  et  $\delta P$ , ainsi que par les concentrations d'absorbants  $\rho$ . On appelle *quantité d'absorbant* dans la couche, la quantité  $u = \int_{\delta s} \rho ds$ . Il est courant d'approcher l'intégration verticale sur le trajet vertical hétérogène  $\delta s$  à l'aide d'un trajet équivalent, dans une couche virtuelle homogène à la pression  $\bar{P}$ , à la température  $\bar{\theta}$ , et contenant une quantité d'absorbant  $\bar{u}$ . Si en effet on pouvait séparer les variables de  $k_\omega(P, \theta)$

sous la forme  $k_\omega(P, \theta) = \phi(P, \theta)\eta(\omega)$ , le chemin optique s'écrit :

$$\tau_\omega(\delta s) = \int_{\delta s} k_\omega(P, \theta) \frac{\partial u}{\partial s'} ds' \quad (\text{III.3})$$

$$= k_\omega(\bar{P}, \bar{\theta}) \int_{\delta s} \phi(P, \theta) / \phi(\bar{P}, \bar{\theta}) \frac{\partial u}{\partial s'} ds' \quad (\text{III.4})$$

$$= k_\omega(\bar{P}, \bar{\theta}) \bar{u} \quad (\text{III.5})$$

$$\text{avec } \bar{u} = \int_{\delta s} \phi(P, \theta) / \phi(\bar{P}, \bar{\theta}) \frac{\partial u}{\partial s'} ds' \quad (\text{III.6})$$

$\bar{u}$  est une quantité d'absorbant pondérée. C'est le principe de l'approximation élaborée par Curtis et Godson (Walshaw et Rodgers, 1963). Ils fixent  $\bar{\theta}$  à une valeur choisie, et expriment  $\bar{P}$  et  $\bar{u}$  avec :

$$\phi(P, \theta) = \sum_{i=1}^{i=N} S_i(\theta) \quad (\text{III.7})$$

$$\bar{P} = \int_{\delta s} \frac{\psi(\theta)}{\psi(\bar{\theta})} \frac{du}{\bar{u}} \quad (\text{III.8})$$

$$\psi(\theta) = \left\{ \sum_{i=1}^{i=N} [S_i(\theta) \alpha_L^i(\theta)]^{\frac{1}{2}} \right\}^2 \quad (\text{III.9})$$

$S_i(\theta)$  est l'intensité totale de la  $i^e$  des  $N$  raies du gaz considéré dans l'intervalle spectral considéré.

Il reste deux intégrations verticales dans la couche réelle hétérogène (dans les expressions III.6 et III.8 de  $\bar{P}$  et  $\bar{u}$ ), mais elles sont simples à calculer.

Dans la méthode d'émissivité, on introduit ensuite dans chacune des couches l'émissivité  $\epsilon$  et l'absorptivité  $\epsilon^*$  pour simplifier le calcul de l'intégration spectrale. L'information sur les absorbants est alors contenue dans ces deux termes uniquement. Ceux-ci ne font pas intervenir directement les coefficients d'absorption.  $\epsilon$  et  $\epsilon^*$  sont donnés par :

$$\epsilon(\bar{u}, \bar{P}, \bar{\theta}) = \frac{\int_{\delta\omega} B_\omega(\bar{\theta}) [1 - T_\omega(\bar{u}, \bar{P}, \bar{\theta})] d\omega}{\int_{\delta\omega} B_\omega(\bar{\theta}) d\omega} \quad (\text{III.10})$$

$$\epsilon^*(\bar{u}, \bar{P}, \bar{\theta}) = \frac{\int_{\delta\omega} dB_\omega(\bar{\theta}) / d\theta [1 - T_\omega(\bar{u}, \bar{P}, \bar{\theta})] d\omega}{\int_{\delta\omega} dB_\omega(\bar{\theta}) / d\theta d\omega} \quad (\text{III.11})$$

L'émissivité est le flux radiatif émis par la couche, divisé par le rayonnement du corps noir, dans la bande spectrale  $\delta\omega$ . Derrière ce changement de notation se profile une approximation importante. L'intervalle  $\delta\omega$  est traité en un seul bloc. On utilise une absorption moyenne appliquée à la fonction de Planck moyenne sur  $\delta\omega$ . L'expression des flux sur cette bande spectrale s'écrit, d'après les équations II.24 et II.25 :

$$\begin{aligned} F^\uparrow(z) &= \pi \int_{-1}^{+1} \mu d\mu \\ &\quad [B(\theta_s) - B(\theta_0)] (1 - \epsilon(\bar{u}, \bar{P}, \bar{\theta})) + B(\theta_z) \\ &\quad - \sum_{j=1}^K [1 - \epsilon^*(\bar{u}_j, \bar{P}_j, \bar{\theta}_j)] \frac{\partial B(\theta_{z'})}{\partial z'} dz' \end{aligned} \quad (\text{III.12})$$

$$\begin{aligned} F^\downarrow(z) &= \pi \int_{-1}^{+1} \mu d\mu \\ &\quad B(\theta_z) + \sum_{j=1}^K [1 - \epsilon^*(\bar{u}_j, \bar{P}_j, \bar{\theta}_j)] \frac{\partial B(\theta_{z'})}{\partial z'} dz' \end{aligned} \quad (\text{III.13})$$

Avec  $B(\theta) = \int_{\delta\omega} B_\omega(\theta) d\omega$ . Pour simplifier l'écriture, on a supposé que la surface terrestre émet comme un corps noir ( $\epsilon_s = 1$ ).

Dans un premier temps, les codes de transfert radiatif paramétrisés par la méthode d'émissivité utilisaient des valeurs de l'émissivité mesurées en laboratoire puis tabulées (Elsasser, 1942 ; Kuhn, 1963). L'équation III.10 est aujourd'hui paramétrisée.  $\epsilon$  est exprimé en fonction de la quantité d'absorbant, de la température et de la pression (Ramanathan et Downey, 1986 ; Morcrette *et al.*, 1986). L'absorptivité est obtenue simplement par  $\epsilon(u, \bar{P}, \bar{\theta}) \simeq \epsilon^*(\bar{u}, \bar{P}, \bar{\theta})$ . De plus,  $B(\theta)$  peut être calculé avec une précision suffisante par régression sur la température.

L'intégration sur le nombre d'ondes est ainsi paramétrisée, et requiert peu de calculs.

La méthode d'émissivité permet un traitement simple de la nébulosité dans le cadre de l'approximation des corps gris. Cette approximation est développée dans la section III.5.2.

### III.3.3 Intégration spectrale sur le coefficient d'absorption

La *méthode de distribution en k* permet de simplifier l'intégration spectrale dans les équations II.24 et II.25 par une autre approche. Elle est par exemple utilisée à l'*Atmospheric and Environmental Research* (AER) (Mlawer *et al.*, 1997). Le nombre d'ondes  $\omega$  dans les expressions II.24 et II.25 n'est pas explicite : il n'apparaît que comme variable de la fonction  $k_\omega$ , et comme variable d'intégration. C'est pourquoi plusieurs auteurs préfèrent utiliser  $k_\omega$  comme variable d'intégration, au lieu de  $\omega$ . L'intégrale  $\int_{\delta\omega} (\bullet) d\omega$  se transforme alors en  $\int_0^\infty (\bullet) f(k) dk$ .  $f(k) dk$  est la fraction du spectre de la bande  $\delta\omega$  dont les coefficients sont compris entre  $k$  et  $k + dk$ . On montre que dans le cas d'une couche gazeuse homogène, la fonction  $f$  correspondant à l'un des modèles théoriques de bande qui définit  $k_\omega$ , et donc  $\bar{T}$  (la transmission moyenne sur l'intervalle  $\delta\omega$ ), comme celui de Malkmus ou celui de Goody, s'obtient par la transformée de Laplace inverse de  $\bar{T}$  :

$$f(k) = L^{-1}[\bar{T}] \quad (\text{III.14})$$

Cette formulation de l'intégration spectrale amène à réarranger les coefficients d'absorption en ordre croissant, et donc à regrouper les zones spectrales où les coefficients d'absorption sont identiques. Dans le cadre d'une résolution de l'intégrale par la méthode des trapèzes, un nombre de points de discrétisation relativement petit suffit : les temps de calcul restent faibles.

Cependant, l'hypothèse posée d'homogénéité de la couche implique de raffiner l'approche pour permettre de résoudre l'intégration verticale. La généralisation de la méthode de distribution en k aux chemins hétérogènes, ou *méthode k-corrélée*, repose sur l'hypothèse que l'intégrale spectrale  $I = \int_{\delta\omega} (\bullet) d\omega$  peut s'écrire sous la forme :

$$I = \delta\omega \int_{\delta\omega} (\bullet) dg \quad (\text{III.15})$$

avec  $g(k) = \int_0^k f(k') dk'$ ,  $f$  étant obtenu pour une couche homogène. L'expression III.15 n'est mathématiquement exacte que pour quelques cas limites (cf. (Goody et Yung, 1989) p. 234-5).

Sous cette hypothèse, les équations II.24 et II.25 s'écrivent, sur un intervalle spectral de

largeur  $\delta\omega$  :

$$F^\uparrow(z) = \pi\delta\omega \int_{-1}^{+1} \mu \, d\mu \int_0^1 dg \, B_g(\theta_0) T_g(0, z, \zeta) + \int_0^z B_g(\theta_{z'}) \frac{\partial T_g(z', z, \zeta)}{\partial z'} dz' \quad (\text{III.16})$$

$$F^\downarrow(z) = \pi\delta\omega \int_{-1}^{+1} \mu \, d\mu \int_0^1 dg \, \int_{z_{top}}^z B_g(\theta_{z'}) \frac{\partial T_g(z', z, \zeta)}{\partial z'} dz' \quad (\text{III.17})$$

Contrairement à la fonction  $k(\omega)$ ,  $k(g)$  est une fonction monotone lentement croissante. L'intégrale sur  $g$  amène donc à un nombre d'opérations pour le calcul des flux, substantiellement moins nombreux que dans le cas des modèles raie-par-raie. Cependant, à précision équivalente, elle reste plus coûteuse en temps de calcul que les méthodes d'émissivité appliquées à des bandes spectrales larges.

### III.4 Exemple de flux radiatifs

Après avoir défini les principales méthodes pour le calcul du transfert radiatif dans une atmosphère non diffusante, nous nous intéressons au résultat des calculs des flux radiatifs.

Pour cela, nous utilisons un modèle raie-par-raie : 4A *Automatized Atmospheric Absorption Atlas* (Scott et Chédin, 1981 ; Tournier *et al.*, 1995). L'algorithme sera décrit en détail dans la section III.6.1 de ce chapitre.

Nous avons calculé avec 4A les profils verticaux des flux aux GO et en ciel clair, ainsi que les taux de refroidissement associés, d'une base de 1032 radiosondages, que nous appelons TIGR-1r. L'intégration angulaire a été remplacée par l'approximation diffuse. La base de radiosondages, TIGR-1r, est décrite en détail dans le chapitre VI. Elle est divisée en trois classes de masses d'air : tropicale, tempérée et polaire. La figure III.1 montre les moyennes et les écarts-types des calculs dans les différentes classes de masses d'air. La coordonnée verticale est la pression.

Les flux montants à la surface égalent l'émission du corps noir à la température de la surface. Dans l'expression du flux montant II.24, le terme  $I_\omega^\uparrow(0, \mu) T_\omega(0, z, \zeta)$  est la contribution de cette émission au flux. Avec l'altitude, elle est atténuée par l'absorption atmosphérique. Dans le même temps, le flux est renforcé par l'émission thermique de l'atmosphère : c'est le terme  $\int_z^{z_{top}} B_\omega(\theta_{z'}) \frac{\partial T_\omega(z', z, \zeta)}{\partial z'} dz'$ . La somme de ces deux contributions diminue avec l'altitude.

Les flux descendants au sommet sont nuls :  $I_\omega^\downarrow(z_{top}) \simeq 0$ . Pour des pressions plus élevées, les flux augmentent par l'émission thermique  $\int_z^{z_{top}} B_\omega(\theta_{z'}) \frac{\partial T_\omega(z', z, \zeta)}{\partial z'} dz'$ .

La valeur des flux dans les trois classes de masses d'air reflètent les valeurs des températures : la classe tropicale est la plus chaude, et la classe polaire la plus froide.

Les taux de refroidissement sont liés aux dérivées premières des profils des flux montants et descendants. Ainsi, chacun des points d'inflexion des  $F^\uparrow$  et des  $F^\downarrow$  se traduit par un extrémum de  $C_r$ . La pente des flux montants s'infléchit vers 300 hPa, avec le changement d'ordre de grandeur de la concentration de l'atmosphère en vapeur d'eau. La forte variation thermique entre l'espace et l'atmosphère entraîne une forte pente pour les flux descendants au sommet, qui s'infléchit vers 100 hPa. Ces trois phénomènes se retrouvent sur les figures des taux de refroidissement (figure III.1).

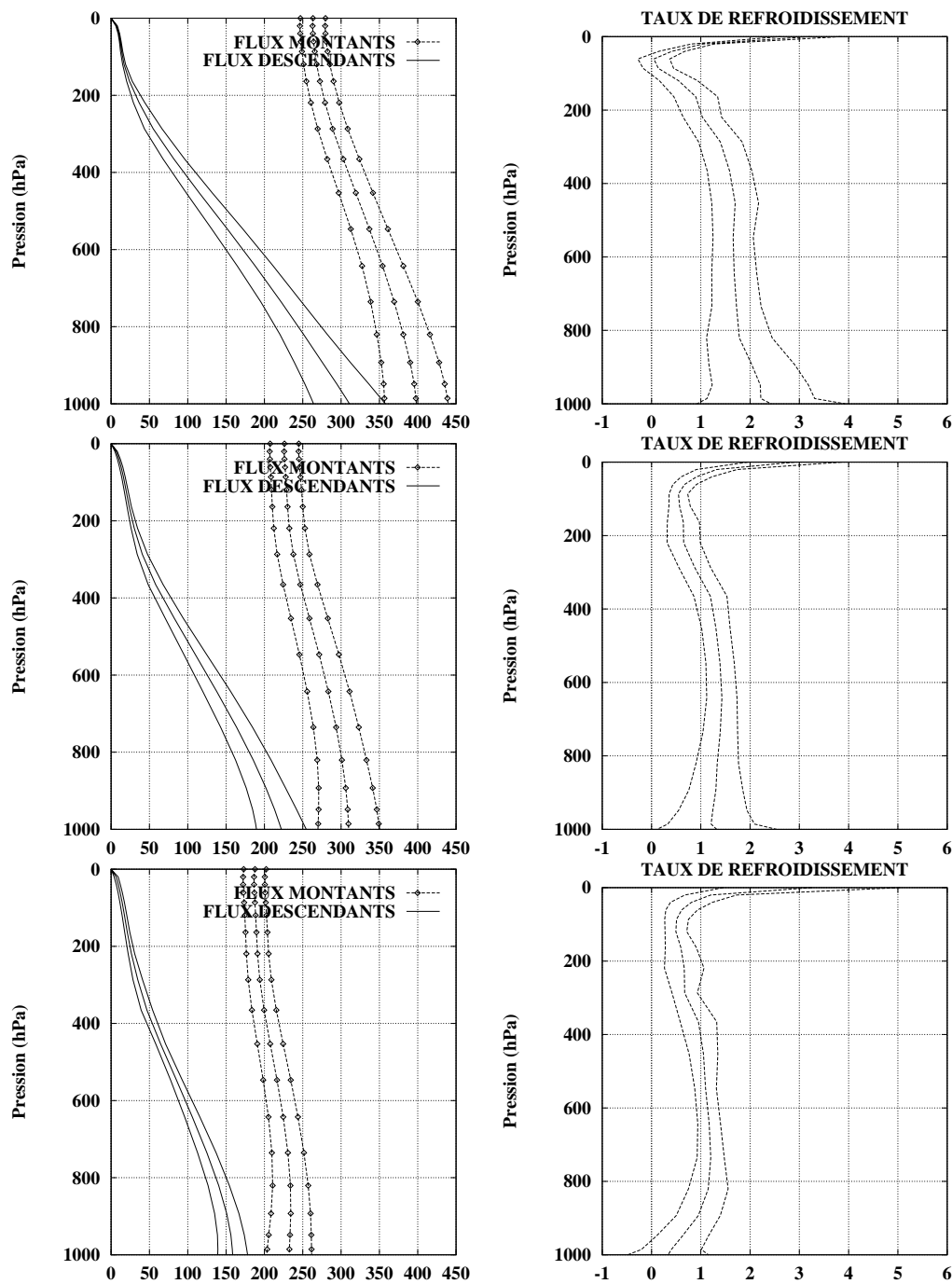


FIG. III.1 – Flux radiatifs (à gauche) et taux de refroidissement (à droite) aux GO de TIGR-1r: moyenne des valeurs, plus ou moins un écart-type. Les calculs ont été effectués par le modèle raie-par-raie 4A. En haut: classe tropicale. Au milieu: classe tempérée. En bas: classe polaire. Les flux sont en  $W/m^2$ , et les taux de refroidissement en  $K/j$ .

## III.5 Traitement des nuages

### III.5.1 Cas de la diffusion

Plusieurs familles de modèles ont été développées pour prendre en compte la diffusion, en particulier dans les nuages. La méthode des *ordonnées discrètes* transforme l'équation du transfert radiatif II.9 sous forme matricielle, par discrétisation des intégrales angulaires. On se reportera par exemple à (Liou, 1973). La méthode du *principe d'interaction* relie les rayonnements incident et émergent d'une couche d'atmosphère par une loi de combinaison. Elle est utilisée par exemple par (Moncet et Clough, 1997). La méthode statistique de Monté-Carlo permet de considérer la diffusion comme un phénomène aléatoire (e.g. (O'Hirok, 1997)). Les méthodes à deux courants simplifient l'équation II.9 en séparant le flux montant du flux descendant. Elle est utilisée par exemple par (Edwards et Slingo, 1996). Chacune présente des inconvénients dont le temps de calcul n'est pas le moindre. Le développement des observations des nuages permet des validations de plus en plus poussées et un raffinement progressif de ces méthodes.

### III.5.2 Approximation des corps gris

Comme le contenu en eau liquide et solide des nuages, et la distribution de la taille des gouttelettes d'eau liquide et des cristaux de glace sont des informations difficiles à obtenir à l'heure actuelle, la plupart des MCG paramétrisent l'effet des nuages par la *méthode d'émissivité* exposée plus haut dans le cas du ciel clair (Washington et Williamson, 1977). Il est important de noter que cette approche ne prend pas en compte la diffusion. Si on utilise l'épaisseur optique dans le nuage  $\tau$  comme variable, on définit l'émissivité montante du nuage  $\epsilon^\uparrow$  par :

$$F^\uparrow(\tau) = F^\uparrow(0)[1 - \epsilon^\uparrow(\tau)] + \epsilon^\uparrow(\tau) \int_{\delta\omega} B_\omega(\tau) d\omega \quad (\text{III.18})$$

Cette formule est à rapprocher de la définition de l'émissivité en III.10. On définit de manière analogue  $\epsilon^\downarrow$ . Pour tenir compte de l'étalement horizontal du nuage, on décompose l'émissivité de l'équation III.18, ou *émissivité effective*, en le produit de la couverture nuageuse horizontale  $n$ , et de l'émissivité (propre) du nuage, qui peut être diagnostiquée selon (voir par exemple Khvorostyanov, 1995) :

$$\epsilon = 1 - e^{-a W} \quad (\text{III.19})$$

$a$  est un coefficient d'absorption massique pour le flux infra-rouge, qui varie selon les caractéristiques physiques du nuage (Smith et Shi, 1992).  $W$  est le chemin en eau liquide ou solide, en  $g.m^{-2}$  :

$$W = \int_{\Delta z} u dz \quad (\text{III.20})$$

$u$  est le contenu en eau liquide ou solide du nuage, en  $g.m^{-3}$ .

$W$  peut être relié aussi à l'épaisseur optique du nuage dans les OC,  $\tau_n$ , par la relation :

$$\tau_n = \frac{3}{2} \frac{W}{r_e} \quad (\text{III.21})$$

$r_e$  est le rayon effectif de la distribution en taille des particules (Stephens, 1978).

On appelle *corps gris* un nuage décrit de cette manière.



Dans le modèle de corps gris, lorsqu'un nuage est présent dans une couche modèle, il est supposé la recouvrir complètement sur la verticale.  $n$  définit l'étalement horizontal des nuages. La réflectance des nuages, quelques % seulement dans l'infra-rouge (Yamamoto *et al.*, 1970), n'est pas prise en compte. L'approche présente la particularité de donner la même importance à la couverture nuageuse  $n$  et à l'émissivité nuageuse  $\epsilon$  : un nuage fin ( $\epsilon$  petit) et étendu ( $n$  grand), par exemple un cirrus, sera modélisé comme un nuage épais ( $\epsilon$  grand) de surface restreinte ( $n$  petit), par exemple une couche de nuage de convection profonde.

Le modèle des corps gris conduit aux expressions suivantes pour les flux montants et descendants :

$$F^\uparrow(z_i) = C_{H,i} F_H^\uparrow(z_i) + \sum_{k=0}^{H-1} C_{k,i} F_k^\uparrow(z_i) \prod_{l=k+1}^H (1 - C_{l,i}) \quad (\text{III.22})$$

$$F^\downarrow(z_i) = C_{i,N} F_i^\downarrow(z_i) + \sum_{k=i+1}^{J+1} C_{k,i} F_k^\downarrow(z_i) \prod_{l=k-1}^J (1 - C_{l,i}) \quad (\text{III.23})$$

$H$  et  $J$  sont les index des couches de nuages les plus élevées en dessous et au dessus du niveau de pression du calcul  $z_i$ . 0 est l'index du sol.  $C_{k,i}$  est la probabilité d'une ligne de visée sans nuages entre les niveaux  $k$  et  $i$ .

$F_k^\uparrow(z_i)$  ( $F_k^\downarrow(z_i)$ ) est le flux montant (descendant) au niveau de pression  $z_i$ , si le seul nuage dans l'atmosphère était un corps noir dans la couche  $k$  :

$$F_k^\uparrow(z_i) = \pi \int_{-1}^{+1} \mu d\mu \int_{\omega} d\omega B_{\omega}(T_{z_k}) \tau_{\omega}(z_k, z, \mu) + \int_{z_k}^z B_{\omega}(T_{z'}) \frac{\partial \tau_{\omega}(z, z', \mu)}{\partial z'} dz' \quad (\text{III.24})$$

$$F_k^\downarrow(z_i) = \pi \int_{-1}^{+1} \mu d\mu \int_{\omega} d\omega B_{\omega}(T_{z_{k-1}}) \tau_{\omega}(z_{k-1}, z, \mu) + \int_{z_{k-1}}^z B_{\omega}(T_{z'}) \frac{\partial \tau_{\omega}(z', z, \mu)}{\partial z'} dz' \quad (\text{III.25})$$

Les  $F_k^\uparrow$  (respectivement  $F_k^\downarrow$ ) en dessous (respectivement au dessus) du nuage opaque sont des flux ciel clair. (équations II.24 et II.25). De même,  $F_0^\uparrow$  et  $F_0^\downarrow$  dans les équations III.22 et III.23 correspondent aux flux en l'absence de nuages.

Les  $C_{k,i}$  sont fonction des  $n\epsilon$  et dépendent du recouvrement des couches nuageuses. Trois schémas de recouvrement sont utilisés ici :

- Dans le *recouvrement maximal*, les couches nuageuses sont superposées au maximum. C'est le cas des régions de convection profonde. La probabilité  $C_{k,i}$  s'écrit :

$$C_{k,i} = 1 - \text{Max}_{l=k}^i \{(n\epsilon)_l\} \quad (\text{III.26})$$

- Le *recouvrement aléatoire* suppose l'indépendance des différentes couches de nuages : il exclut les systèmes synoptiques.  $C_{k,i}$  est donné par :

$$C_{k,i} = \prod_{l=k}^i (1 - n\epsilon)_l \quad (\text{III.27})$$

- Un *recouvrement mixte* lie les deux approches en supposant un recouvrement aléatoire de blocs de couches de nuages à recouvrement maximal (Geleyn et Hollingsworth, 1979 ; Sundqvist *et al.*, 1989) :

$$C_{k,i} = \Pi_{l=k}^i \frac{1 - \text{Max}\{(n\epsilon)_{l-1}, (n\epsilon)_l\}}{1 - (n\epsilon)_{l-1}} \quad (\text{III.28})$$

## III.6 Trois modèles de transfert radiatif

Comme, dans la suite de notre travail, nous allons devoir utiliser plusieurs modèles de transfert radiatif aux GO, nous les présentons ici : le modèle 4A (1981, 1995), et ceux du CEPMMT (1984, 1991, 1995).

### III.6.1 4A

#### • La méthode 4A

*Automatized Atmospheric Absorption Atlas* (4A) (Scott et Chédin, 1981 ; Tournier *et al.*, 1995) est un modèle raie-par-raie. Il inclut tous les constituants atmosphériques radiativement actifs, une modélisation des continua de  $H_2O$ ,  $N_2$  et  $O_2$ , ainsi que le couplage de raies du  $CO_2$  (*CO<sub>2</sub> line-coupling*). Son approche originale du calcul du transfert radiatif permet d'obtenir des gains en temps de calcul d'au moins un ordre de grandeur par rapport à un modèle classique tout en gardant le caractère raie-par-raie.

4A repose sur la création d'un ensemble de banques de données des coefficients de transmission. Ces banques sont appelées *atlas*. Elles forment un échantillonnage des valeurs des coefficients de transmission dans l'atmosphère de la terre et éventuellement dans celle des autres planètes (Gautier *et al.*, 1981). Les atlas sont constitués à l'aide de STRANSAC (Scott, 1974b), un modèle raie-par-raie classique qui utilise directement les équations de base du transfert radiatif. Dans ces atlas, l'atmosphère est divisée en 39 couches, définies sur des niveaux de pression, entre le sommet et la surface. L'intégrale verticale dans l'expression de la transmission monochromatique II.20 est discrétisée sur les  $K$  couches que traverse le chemin d'intégration parmi les 39 :

$$T_\omega(P_1, P_2, \zeta) = \exp \left( - \sum_l \sum_i \frac{\rho^i k_\omega^i(P_l) \delta P_l}{\cos(\zeta)} \right) \quad (\text{III.29})$$

où  $\delta P_l$  est la largeur de la couche  $l$ , et  $i$  indice les gaz absorbants.

Avec STRANSAC, les épaisseurs optiques monochromatiques  $\tau_\omega$  ont été calculées, pour un angle zénithal choisi (il correspond à  $\mu = 1.1$ ), entre chacun des 40 niveaux de pression encadrant ces 39 couches pour 12 situations de référence comprenant des profils de température et de gaz absorbants particuliers. Elles ont été stockées dans les atlas. Les valeurs des 40 niveaux de pressions, «niveaux 4A», sont données dans le tableau V.2 au chapitre V.

Les 12 profils ont la même forme. Sur chaque niveau de pression, ils couvrent l'étendue des variations possibles de la température avec un pas choisi à  $\Delta\theta = 7\text{ K}$ . Les calculs pour un profil de température différent des 12 initiaux et pour des niveaux de pression différents des 40 utilisés dans les pré-calculs, se font alors à partir d'interpolations des quantités archivées dans les atlas. Comme, d'autre part, dans la formule III.29, le changement de la concentration d'un des absorbants, de même que la modification de l'angle zénithal, peut s'exprimer comme

l'élévation à une puissance correspondante de la transmission, il est aisé de généraliser les calculs effectués sur les 12 situations de référence à n'importe quelle autre situation atmosphérique terrestre. La constitution des atlas permet donc de s'affranchir une fois pour toute d'une grande partie des calculs les plus «lourds». D'autre part, le non-stockage des transmittances dans les zones de transparence ou de saturation du spectre, c'est-à-dire quand  $T_\omega$  est très proche de 1 ou de 0, facilite aussi le traitement des informations de l'atlas. Au total, le gain en temps de calcul observé entre STRANSAC et 4A varie entre 15 et 40 selon les régions du spectre, alors que la dégradation de la précision, introduite par les interpolations en température, reste négligeable. En outre, cette approche permet un calcul rapide et exact des *jacobiens* (les dérivées partielles des luminances par rapport aux paramètres thermodynamiques) (Chérut *et al.*, 1995).

Les épaisseurs optiques sont calculées à la résolution spectrale des atlas. L'échantillonnage  $y$  est fin dans les zones spectrales de fortes variations des coefficients d'absorption, les sommets des raies, et plus lâche dans les zones de faibles variations, les ailes des raies. Sur ces bandes spectrales de largeur  $\delta\omega_0$  très fines (quelques  $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ ), la fonction de Planck varie peu et est supposée constante dans les calculs.

On peut introduire une économie de stockage supplémentaire en contractant les transmissions à une résolution  $\delta\omega_1$  moins élevée ( $\delta\omega_1 > \delta\omega_0$ ). La procédure de contraction détermine une transmission équivalente pour chaque intervalle  $\delta\omega_1$ , telle que l'énergie du spectre est conservée.

#### • Validation

La validation du modèle 4A a été effectuée dans le cadre des groupes de travail ICRCCM (*Intercomparison of Radiation Codes in Climate Models*) et ITRA (*Intercomparison of Transmittances and Radiances Algorithms*) avec, dans ce dernier cas, des mesures de spectromètres. La figure III.2 montre un exemple de comparaison. Le radiomètre HIS (*High-resolution Interferometer Sounder* (Smith *et al.*, 1983)) mesure au nadir la luminance montante à 58 hPa, alors qu'un ballon sonde mesure au dessous les variables thermodynamiques nécessaires au calcul radiatif. L'observation est datée du 1<sup>er</sup> mars 1992. Le spectre montré sur la figure couvre des bandes d'absorption de  $H_2O$ ,  $CO_2$  et  $O_3$ , ainsi qu'une région transparente pour l'atmosphère. Les différences entre ce spectre et celui calculé par 4A sont aussi représentées sur la figure. Des causes instrumentales et des causes algorithmiques expliquent ces différences :

- les causes liées aux instruments de mesures couvrent les défauts de calibration de HIS et la non-exhaustivité des radiosondages, qui ne mesurent que les concentrations des absorbants majoritaires.
- d'autre part, la modélisation mathématique des absorbants (par exemple, la discrétisation verticale des calculs ou la détermination des continua) induisent une erreur dans le calcul radiatif.

La différence correspondante sur la mesure et le calcul de la luminance intégrée entre 600 et  $1080 \text{ cm}^{-1}$  est de 0.5%.

#### • Calcul des profils verticaux des flux

À partir des luminances monochromatiques calculées par 4A, il est aisé d'obtenir les luminances intégrées sur une bande spectrale  $\Delta\omega$ . Les calculs des flux radiatifs effectués par 4A ont été utilisés lors de la session ICRCCM de 1984 : ils ont été comparés aux calculs de six

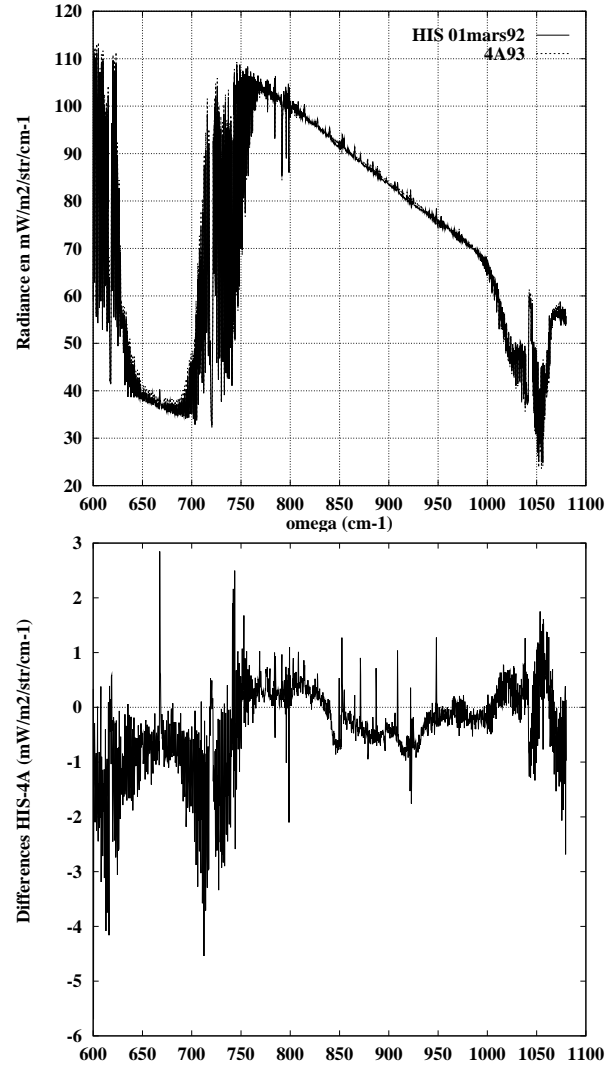


FIG. III.2 – En haut: spectre observé par HIS et calculé par 4A. En bas: Différences entre le calcul et l'observation (R. Armante, 1997, communication personnelle).

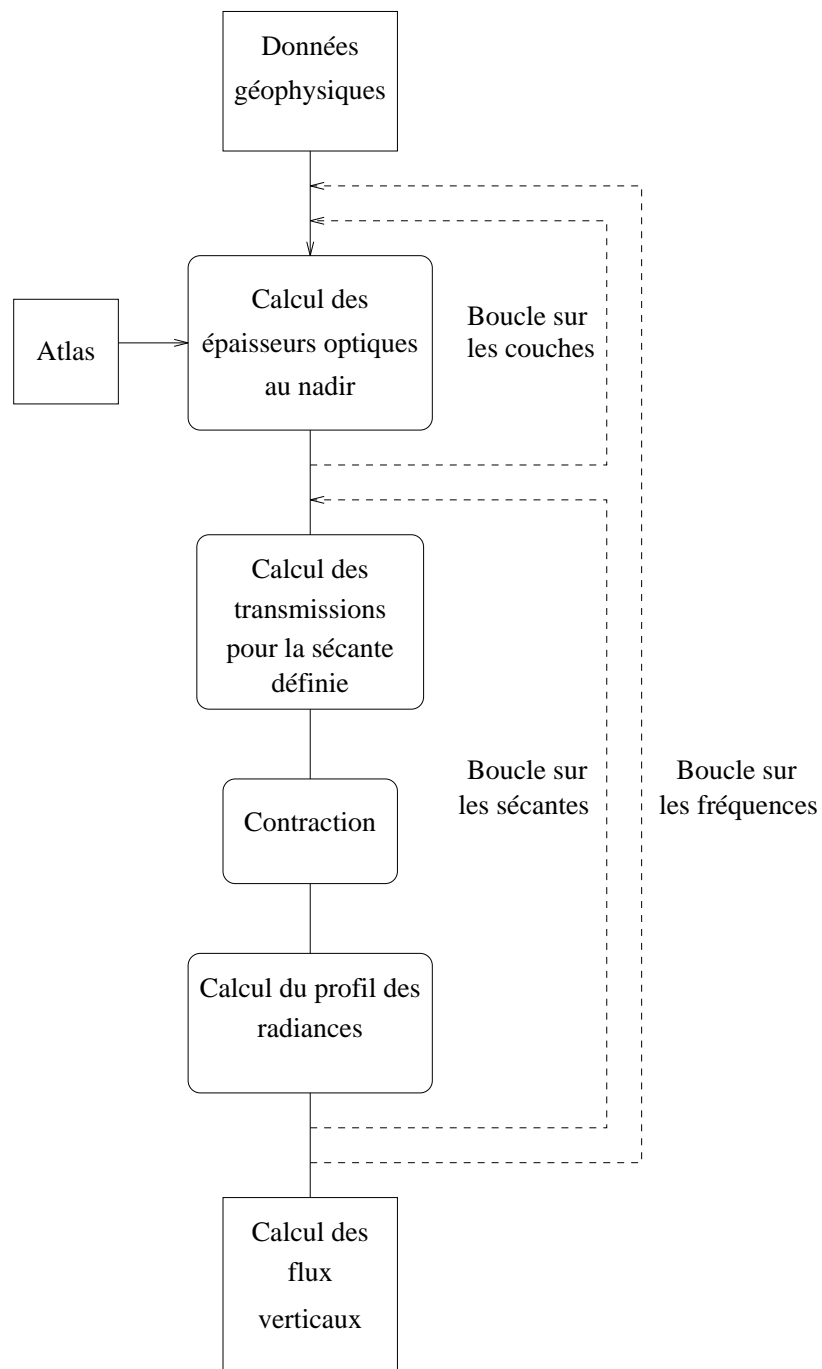


FIG. III.3 – Organigramme de l'algorithme 4A, option flux.

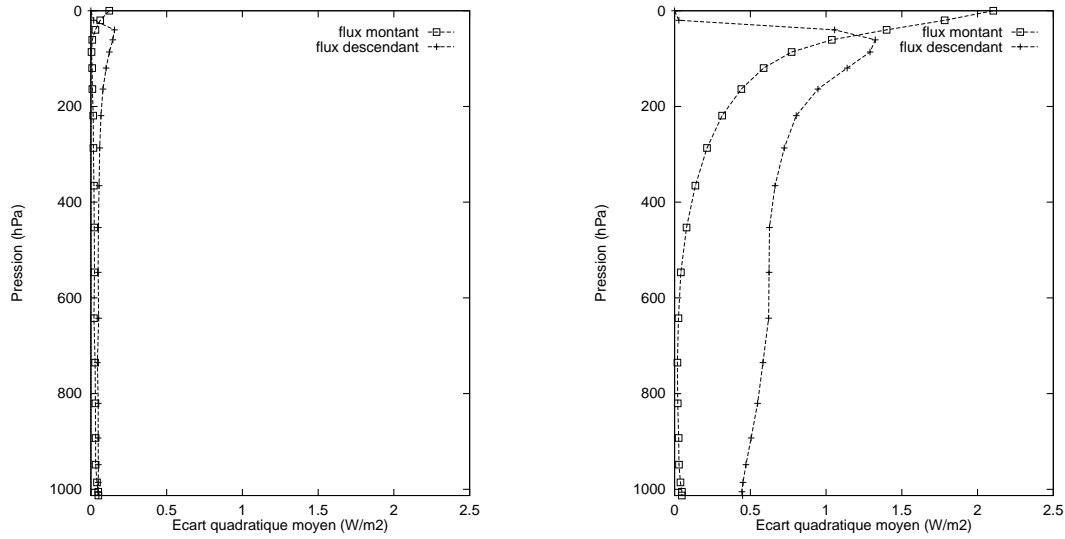


FIG. III.4 – Écart-quadratique moyen entre le calcul des flux aux GO à la résolution nominale des atlas, et  $RES=0.01 \text{ cm}^{-1}$  (à gauche), ou  $RES=0.1 \text{ cm}^{-1}$  (à droite). 4A. L'échelle choisie est la même que celle des figures suivantes.

autres modèles raie-par-raie et ont servi de référence pour les calculs des modèles paramétrisés présents (Luther *et al.*, 1988). Cependant, l'obtention d'un profil vertical de flux radiatifs entre la surface et le sommet de l'atmosphère demandait alors des temps de calcul très longs, car le programme était peu adapté à cela.

#### • Modifications apportées à 4A pour les calculs des flux

En collaboration avec R. Armante, nous avons développé une option de 4A pour le calcul du profil vertical des flux radiatifs intégrés sur des portions du spectre des GO. L'algorithme apparaît sur la figure III.3. Une procédure calcule les épaisseurs optiques dans les couches verticales prédéfinies par l'utilisateur. 4A calcule ensuite les transmissions entre tous les niveaux de pression correspondants (voir équation II.20), puis les luminances monochromatiques sur ces niveaux (formules II.22 et II.23). Une boucle sur le nombre d'ondes permet d'obtenir les flux radiatifs intégrés spectralement. Pour l'intégration zénithale, il est possible de choisir entre une quadrature de Gauss et l'approximation diffuse. Le traitement de la nébulosité est fait suivant l'approximation des corps gris exposée dans la section III.5.2.

#### • Influence de la contraction sur le calcul des flux

Pour estimer l'influence sur le calcul des flux, de la procédure de 4A de contraction du spectre, nous avons calculé les flux GO, entre 45 et  $3000 \text{ cm}^{-1}$ , pour dix situations tropicales à différentes résolutions spectrales : la résolution maximale, celle des atlas actuellement disponibles, la résolution  $RES=0.01 \text{ cm}^{-1}$  et la résolution  $RES=0.1 \text{ cm}^{-1}$ . Pour l'intégration zénithale, nous avons utilisé l'approximation diffuse. La figure III.4 montre l'écart-quadratique moyen entre le premier calcul et chacun des deux autres. La précision du calcul à la résolution  $RES=0.01 \text{ cm}^{-1}$  est inférieure à  $0.2 \text{ W/m}^2$ . Par contre, l'erreur introduite par la contraction à résolution  $RES=0.1 \text{ cm}^{-1}$  est jusqu'à dix fois plus importante. À la différence des modèles de bandes paramétrisés, dont le traitement statistique des spectres d'absorption autorise une résolution de l'intégrale spectrale très faible, les modèles raie-par-raie ne tolèrent pas d'aug-

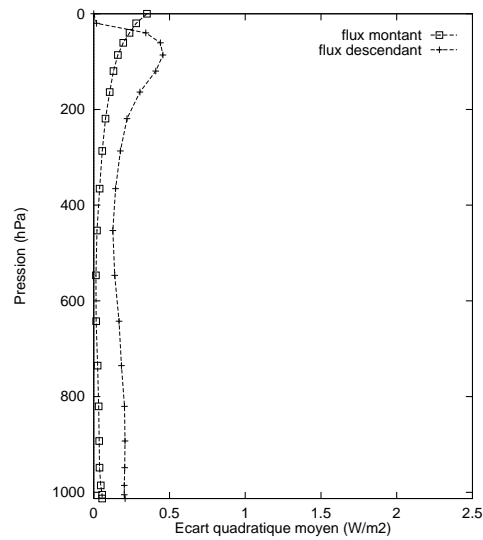


FIG. III.5 – Écart-quadratique moyen entre le calcul des flux aux GO à la résolution nominale des atlas, et celui avec une résolution «adaptée» RES=adapt.

mentation forte de la taille des bandes spectrales d'intégration. Trois régions du spectre, où les coefficients d'absorption ont une grande variabilité, sont responsables de la dégradation notable de la précision du calcul, visible sur la figure III.4 : la bande de  $CO_2$  entre 500 et  $800\text{ cm}^{-1}$  d'une part, la bande de l'ozone entre 970 et  $1110\text{ cm}^{-1}$  d'autre part, et, de manière moindre, la bande conjointe de  $CH_4$  et  $N_2O$  entre 1200 et  $1350\text{ cm}^{-1}$ . Nous avons donc choisi, comme compromis entre rapidité et précision, de réaliser une partie des calculs de flux dans la suite de notre travail, à la résolution RES= $0.1\text{ cm}^{-1}$  sur tout le spectre, sauf dans les bandes de  $CO_2$  et de  $O_3$  précitées où nous adoptons RES= $0.01\text{ cm}^{-1}$ . Nous désignerons cette configuration par RES=adapt. La figure III.5 montre l'écart entre ce calcul et le calcul à la résolution des atlas pour les dix mêmes situations tropicales. L'erreur due à la contraction est inférieure à  $0.5\text{ W/m}^2$  : elle reste comparable à l'erreur commise sur le calcul des flux, due à l'approximation de l'intégration angulaire (voir paragraphe suivant). L'erreur correspondante sur le profil de taux de refroidissement est faible, moins de 1% en dessous de  $200\text{ hPa}$ , car l'erreur introduite sur le calcul des flux est régulière sur la verticale.

La même étude menée sur dix profils tempérés a montré des résultats similaires.

#### • Influence de la méthode d'intégration angulaire sur le calcul des flux

Nous avons testé les différentes approximations de l'intégration angulaire, discutées plus haut, sur les dix situations tropicales déjà décrites. La discrétisation de l'atmosphère que nous avons choisie est celle du MCG du CEPMMT, avant 1991, lorsque la pression de surface égale  $1013\text{ hPa}$  (19 couches, voir le tableau III.1). Pour adapter 4A à ces couches, les épaisseurs optiques monochromatiques sont calculées sur les 39 couches des atlas, puis interpolées sur les 19 couches prescrites. Nous avons obtenu des valeurs de référence pour le calcul des flux en suivant l'approche décrite dans (Clough *et al.*, 1992). Dans cette méthode, les luminances sont calculées dans 20 directions régulièrement réparties entre 0 et 90 degrés. Une interpolation de Lagrange (Abramowitz et Stegun, 1964) permet d'en déduire leur valeur dans 100 directions différentes. On utilise alors une intégration par trapèzes pour calculer l'intégrale avec une précision optimale pour notre application. Nous avons alors comparé ce

| indice | pression<br>(hPa) | indice | pression<br>(hPa) |
|--------|-------------------|--------|-------------------|
| 1      | 0.0               | 11     | 453.1             |
| 2      | 20.0              | 12     | 546.7             |
| 3      | 40.0              | 13     | 642.4             |
| 4      | 60.8              | 14     | 735.3             |
| 5      | 86.2              | 15     | 820.4             |
| 6      | 119.7             | 16     | 892.8             |
| 7      | 163.6             | 17     | 948.5             |
| 8      | 219.2             | 18     | 985.6             |
| 9      | 286.8             | 19     | 1005.2            |
| 10     | 365.4             | 20     | 1013.0            |

TAB. III.1 – Les 20 niveaux de pression du MCG du CEPMMT, avant 1991, lorsque la pression de surface égale 1013 hPa.

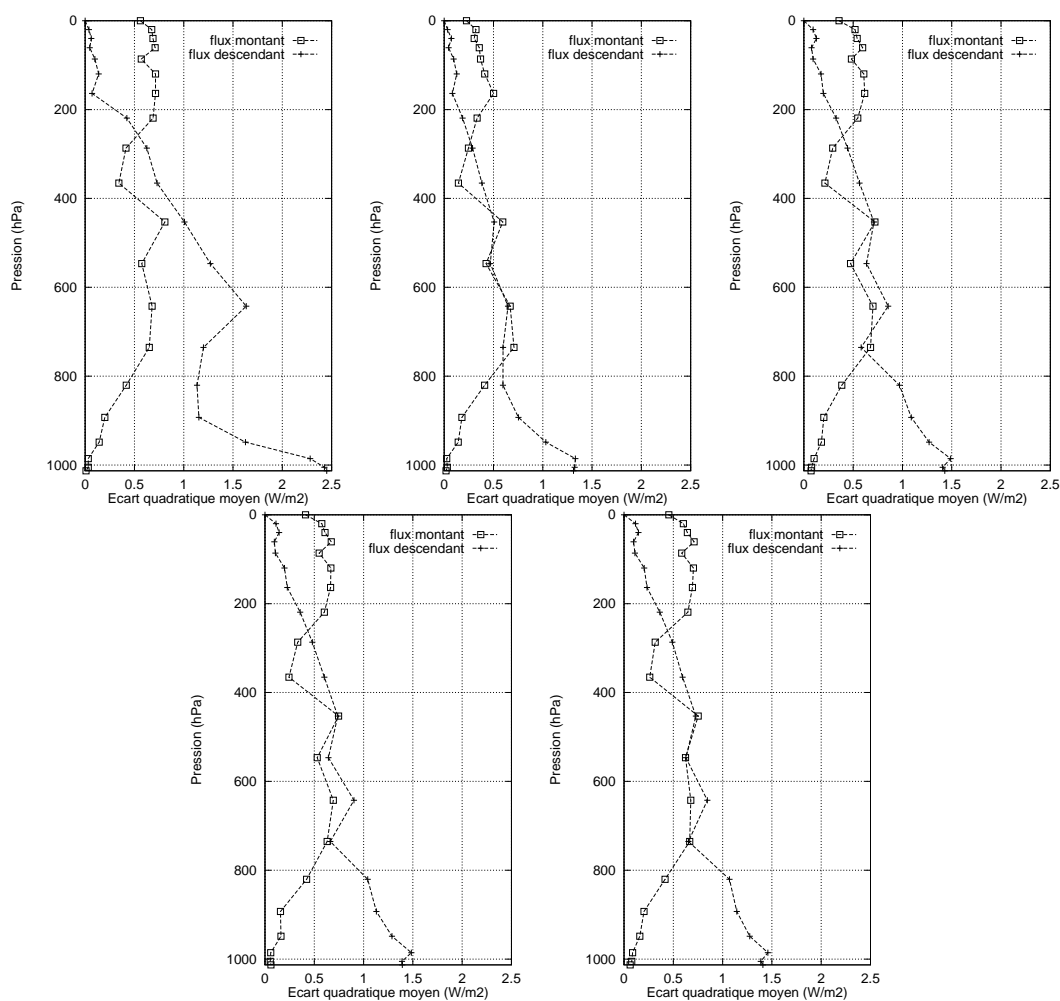


FIG. III.6 – Écart-quadratique moyen entre le calcul des flux aux GO avec une intégration angulaire optimale et celui avec l'approximation diffuse (en haut à gauche), les quadratures de Gauss à l'ordre 2 (en haut au milieu), 3 (en haut à droite), 4 (en bas à gauche), 5 (en bas à droite). 10 situations tropicales, ciel clair. 4A, RES=0.001  $\text{cm}^{-1}$ .



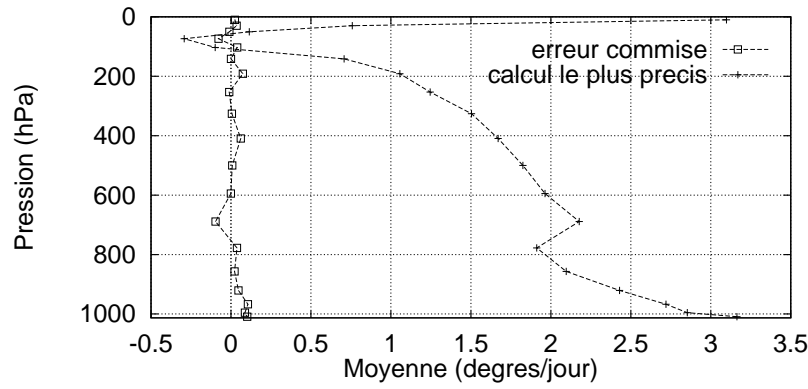


FIG. III.7 – Moyenne des différences entre le calcul des taux de refroidissement avec l'approximation diffuse et celui avec une intégration angulaire optimale. Le profil obtenu avec l'intégration optimale est aussi tracé sur la figure. 4A,  $RES=0.001 \text{ cm}^{-1}$ .

|           | Integration angulaire |                  |
|-----------|-----------------------|------------------|
|           | App. diffuse          | Quadr. Gauss (2) |
| RES=adapt | 2m04s                 | 2m50s            |
| RES=0.01  | 2m16s                 | 3m17s            |
| RES=max.  | 2m52s                 | 4m29s            |

TAB. III.2 – Temps de Calculs de 4A, en minutes et secondes UPC, pour un calculateur IBM RS6000 595. Situation atmosphérique sans nuages. L'intégration angulaire optimale décrite dans le texte est 20 fois moins rapide que l'approximation diffuse.

calcul à celui obtenu avec l'approximation diffuse d'une part, et les quadratures de Gauss à l'ordre 2, 3, 4 et 5 d'autre part. Les comparaisons apparaissent sur la figure III.6.

L'effet le plus important de l'utilisation des quadratures à la place de l'approximation diffuse apparaît dans la basse et la moyenne troposphère (en dessous de 500 hPa) où on observe un écart compris entre 0.5 et 1.0  $W.m^{-2}$  pour le calcul des flux descendants. Entre elles, les quadratures se différencient peu.

La figure III.7 montre l'erreur moyenne commise sur le calcul du taux de refroidissement avec l'approximation diffuse, en même temps que le profil moyen de cette variable. L'erreur est de l'ordre de 0.1  $K/j$ , voire inférieure. (Rodgers et Walshaw, 1966) estiment que l'erreur entre l'approximation diffuse et un calcul du taux de refroidissement plus précis est inférieure à 1.5%. S'appuyant sur différents travaux publiés, (Morcrette et Fouquart, 1985) citent le chiffre de 2% d'écart entre le calcul des taux de refroidissement avec l'approximation diffuse, et celui avec une quadrature de Gauss à l'ordre 4. Cette valeur est sous-estimée. Notre étude montre que l'erreur sur le taux de refroidissement peut dépasser 3.5% avec la quadrature, et 4.5% avec le calcul le plus précis.

#### • Temps de calcul

Le tableau III.6.1 illustre les temps de calcul de la méthode 4A. Pour ces tests de rapidité, nous avons utilisé la grille de discrétisation verticale de l'atmosphère en 19 couches du tableau III.1. Les valeurs indiquées concernent une situation sans nuages. Il faut compter deux à trois secondes, exprimées en Unités du Processeur Central (UPC, ou en anglais *Central Processing Unit, CPU*), avec l'approximation diffuse. On observe un accroissement des temps

| numéro de la<br>pseudo-bande | Intervalles spectraux<br>( $cm^{-1}$ ) |             |
|------------------------------|--|-------------|
| 1 (a,b)                      | 0 - 350                                | 1450 - 1880 |
| 2                            | 500 - 800                              |             |
| 3 (a,b)                      | 800 - 970                              | 1110 - 1250 |
| 4                            | 970 - 1110                             |             |
| 5                            | 350 - 500                              |             |
| 6 (a,b)                      | 1250 - 1450                            | 1880 - 2860 |

TAB. III.3 – *Bandes spectrales d'intégration des transmissions dans le modèle à bandes larges du CEPMMT*

de 10% en présence d'une couche nuageuse, puis de 2% par rapport au temps initial, pour chaque couche de nuages supplémentaire.

### III.6.2 Les modèles du CEPMMT

J.-J. Morcrette a développé successivement deux modèles de bandes, au Laboratoire d'Optique Atmosphérique (LOA, Lille, France), puis au Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEPMMT, Reading, Grande Bretagne). Ils reposent sur une méthode d'émissivité. La grande différence entre les deux réside dans la largeur des intervalles spectraux dans lesquels sont décrites les propriétés radiatives des gaz absorbants. Dans l'un, à bandes étroites, 225 intervalles découpent le spectre entre 0 et 2860  $cm^{-1}$ , permettant une approche du comportement des absorbants en principe plus précise que dans l'autre, à bandes larges, qui ne comprend que 9 bandes (couvrant tout le spectre entre 0 et 2860  $cm^{-1}$ ). Les temps de calcul des deux codes sont fonction du nombre d'intervalles.

#### • Codes à bandes étroites

Le code à bandes étroites (Morcrette, 1984 ; Morcrette et Fouquart, 1985) traite l'absorption de  $H_2O$ , de  $CO_2$  et de  $O_3$  par le modèle de (Malkmus, 1967), et celle de  $CH_4$  et de  $N_2O$  par celui de (Goody, 1952). Le continuum de la vapeur d'eau est celui de (Roberts *et al.*, 1976). L'algorithme de traitement des nuages suit la formulation des corps gris. Dans la suite, nous désignerons ce code par l'acronyme CBE.

(Morcrette, 1984) montre des différences de l'ordre de 1% des résultats du CBE comparés à ceux de 4A, à partir duquel il a été développé. Les temps de calculs du CBE, entre deux et trois secondes par situation atmosphérique pour une grille verticale de 19 couches (CRAY C98), ne permettent pas son utilisation pour des études de type climatique.

#### • Code à bandes larges

Initialement dérivé du CBE, le code à bandes larges (Morcrette, 1991 ; Zhong et Haigh, 1995) comprend 9 bandes spectrales dont 6 sont regroupées par couples (tableau III.3). Dans chacune des bandes, un certain nombre d'absorbants est pris en compte dans la paramétrisation de la fonction de transmission (tableau III.4). La dépendance de l'absorption à la température et de la pression est décrite dans (Morcrette *et al.*, 1986). Le code à bandes larges est opérationnel au CEPMMT depuis 1989. Depuis 1996, le code a intégré la paramétrisation de la vapeur d'eau dérivée par Zhong et Haigh. L'algorithme des nuages est le même que celui

| Absorbants                   | Modèle de transmission                                  | bandes spectrales                            |
|------------------------------|---|--|
| $H_2O$<br>rotation-vibration | Zhong et Haigh  | 1, 2a, 2b, 3a, 3b,<br>4a, 4b, 5a, 5b, 6a, 6b |
| $H_2O$<br>continuum          | Zhong et Haigh<br>d'après (Clough <i>et al.</i> , 1989) | 1, 2a, 2b, 3a, 3b,<br>4a, 4b, 5a, 5b, 6a, 6b |
| $CO_2$                       | Malkmus   | 2, 3, 4                                      |
| $O_3$                        | Malkmus   | 4  |
| $CH_4$                       | Malkmus   | 3,6  |
| $N_2O$                       | Malkmus   | 3  |
| aérosols                     | décroissance exp.                                       | 1, 2, 3, 4, 5, 6                             |
| CFC-11 et -12                | décroissance exp.                                       | 3  |

TAB. III.4 – Modélisation des absorbants dans le modèle à bandes larges du CEPMMT.

du CBE. Dans la suite, nous désignerons cette dernière version par l'acronyme CBL96. Dans le chapitre VII, nous utilisons aussi la version de 1991. Nous l'appelons CBL91. 2 à 3  $ms$  UPC (CRAY C98) sont nécessaires au calcul des flux radiatifs aux GO d'une situation atmosphérique décrite sur 19 couches, avec le CBL96. Le temps de calcul du CBL91 est 2.5 fois plus rapide.

#### • Comparaisons du CBE et du CBL96 avec 4A

Afin d'estimer la précision des deux codes du CEPMMT, nous avons comparé leurs calculs avec ceux de 4A sur les 1032 radiosondages de TIGR-1r déjà utilisés (figures III.1). En effet, comme nous l'avons vu, 4A ou d'autres modèles raie-par-raie offrent la meilleure précision actuellement possible et servent donc de référence. Les résultats des comparaisons apparaissent sur les figures III.8 (pour le CBE) et III.9 (pour le CBL96). Les valeurs calculées par 4A sont montrées sur la figure III.1 du présent chapitre.

Les différences sont nettement plus importantes dans le cas de la comparaison entre le CBE et 4A. Malgré le nombre important de ses intervalles spectraux, 225, les écarts systématiques pour les flux montants et descendants peuvent dépasser  $10 W/m^2$ . Les écarts-types sont plus faibles : moins de  $2 W/m^2$  pour  $F^\uparrow$  et moins de  $5 W/m^2$  pour  $F^\downarrow$ . Les écarts s'expliquent en grande partie par les différences de modélisation du dioxyde de carbone et du continuum de la vapeur d'eau pour les nombres d'ondes inférieurs à  $760 cm^{-1}$ . Ce dernier n'est pas pris en compte par le CBE. Contrairement à 4A dont le continuum a été remis à jour récemment, l'algorithme du CBE dont nous disposons n'a pas changé depuis 1985. Seuls les paramètres d'absorption ont été recalculés, en 1991. Une nouvelle version est en cours de développement.

Le CBL96 et 4A sont en relativement bon accord au sommet de l'atmosphère et à la surface. Entre les deux, les biais peuvent dépasser  $5 W/m^2$  pour la classe tropicale.

Le CBE nous a servi pour une étude préliminaire au travail exposé dans ce mémoire. Celle-ci est rapportée en partie dans notre article (Chérut *et al.*, 1996a). Nous n'utiliserons pas le CBE dans la suite de ce mémoire.

Les différences entre le CBL96 et 4A pour le calcul des taux de refroidissement sont montrées sur la figure III.10. La valeur absolue des écarts systématiques atteint  $0.5 K/j$  à  $300 hPa$ ,

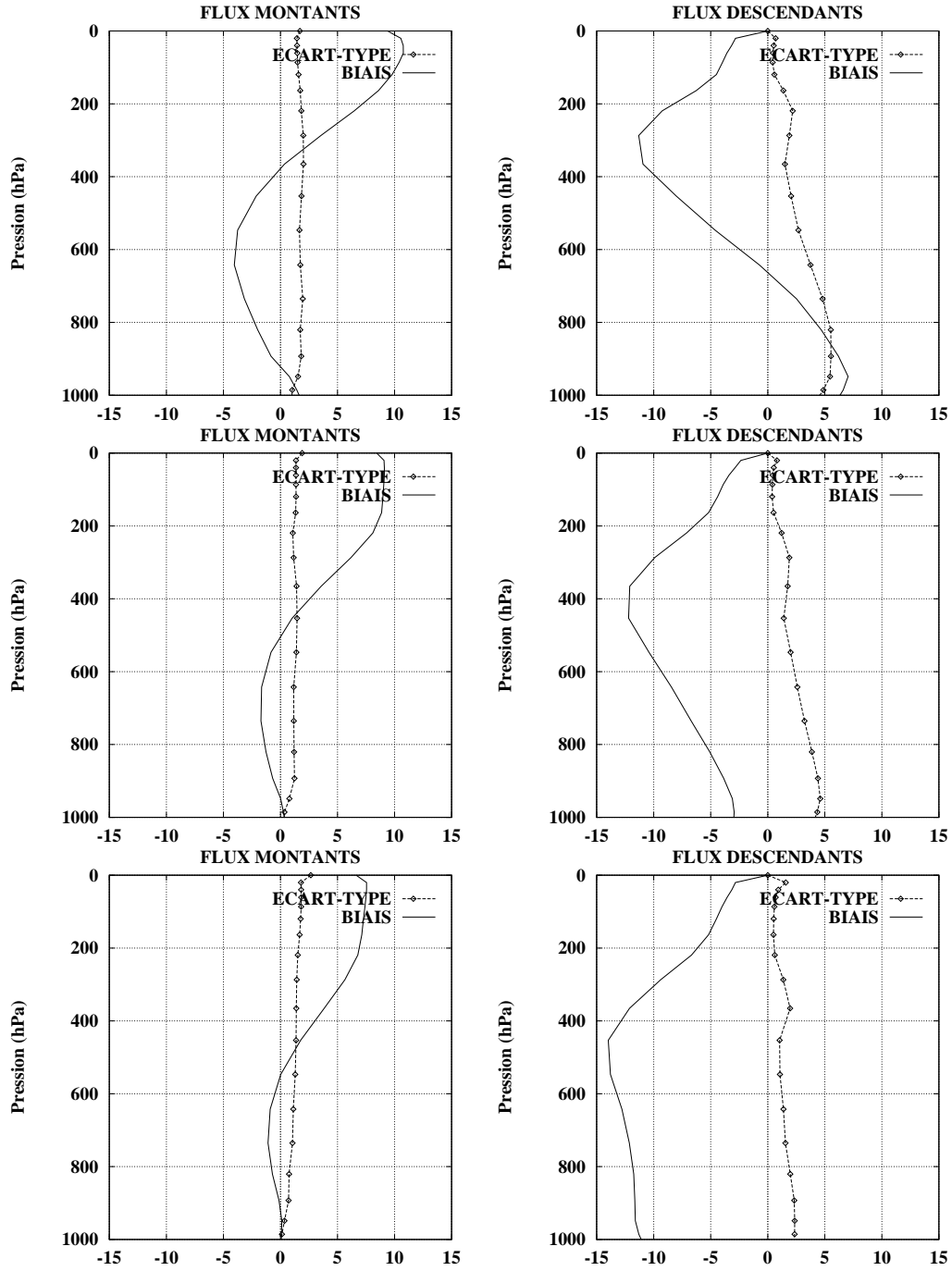


FIG. III.8 – Comparaison entre le CBE et 4A sur TIGR-1r. Statistiques des écarts ( $F[CBE] - F[4A]$ ). En haut : classe tropicale. Au milieu : classe tempérée. En bas : classe polaire. À gauche : flux montants. À droite : flux descendants. Les flux sont en  $W/m^2$ .

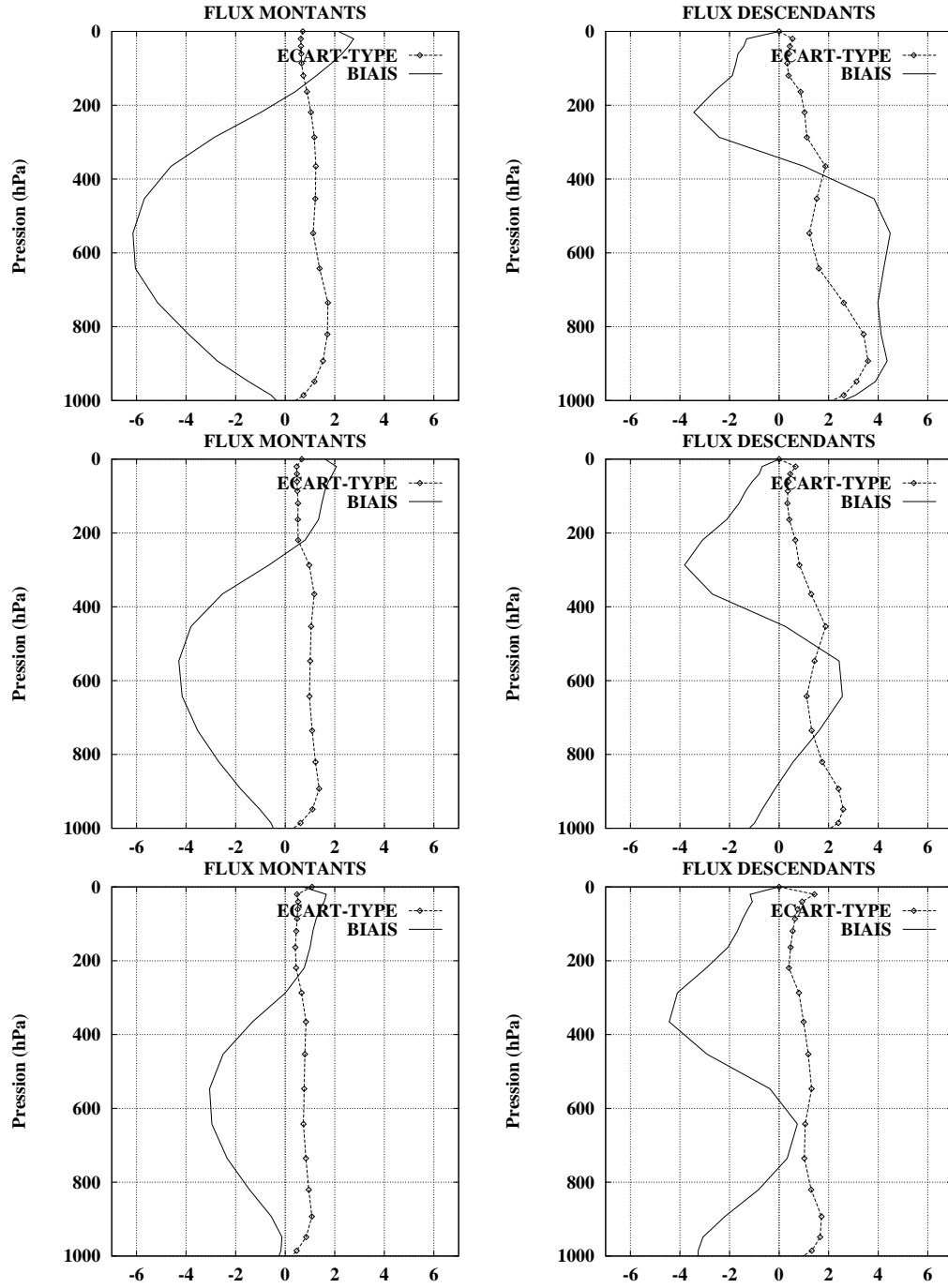


FIG. III.9 – Comparaison entre le CBL96 et 4A sur TIGR-1r. Statistiques des écarts ( $F[CBL96] - F[4A]$ ). En haut : classe tropicale. Au milieu : classe tempérée. En bas : classe polaire. À gauche : flux montants. À droite : flux descendants. Les flux sont en  $W/m^2$ .

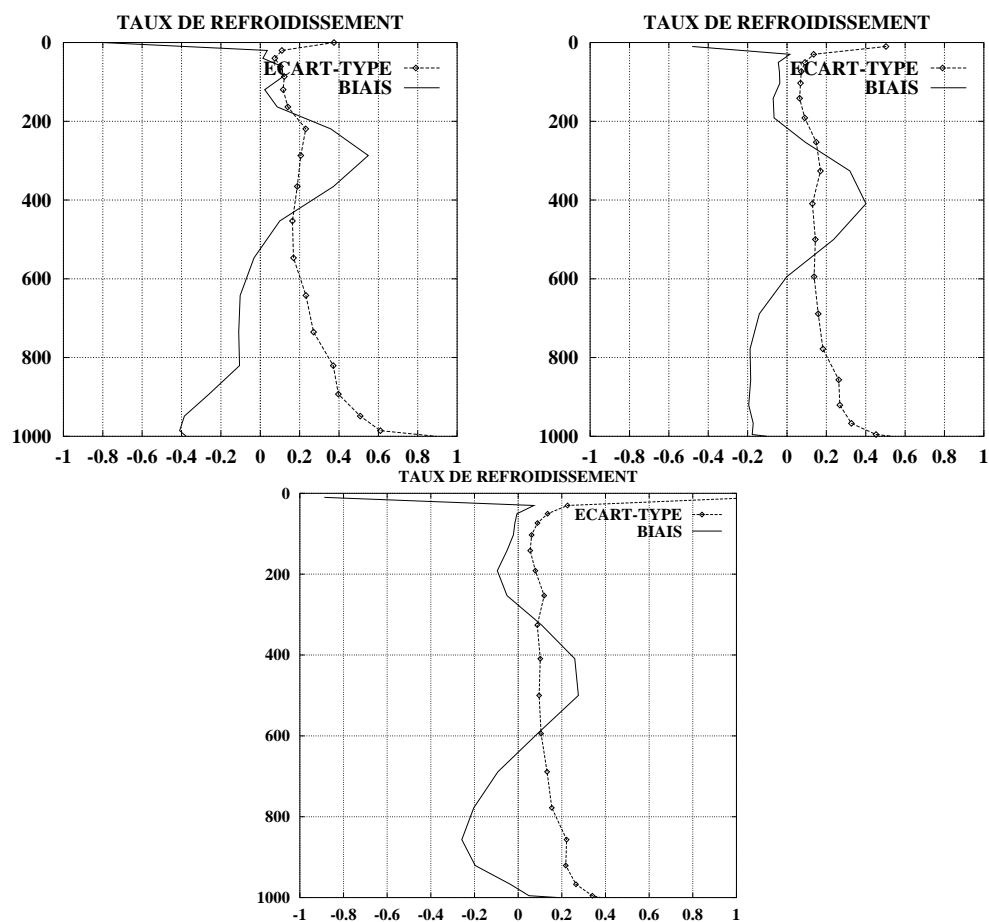


FIG. III.10 – Comme à la figure précédente, mais pour le calcul des taux de refroidissement, en  $K/j$ . À gauche : classe tropicale. À droite : classe tempérée. Au milieu : classe polaire.

et près de la surface dans la classe tropicale. Le signe change autour de 500  $hPa$ . Par rapport à 4A, le CBL96 tend à refroidir la haute troposphère et à réchauffer la couche limite.

### III.7 Résumé et discussion

De nombreuses méthodes pour le calcul du transfert radiatif en mode direct ont été développées. Les modèles raie-par-raie sont actuellement ceux les plus précis. Cependant, la lenteur relative de leurs calculs conduit à utiliser, pour des études climatiques, des codes paramétrisés. Ceux-ci modélisent l'absorption radiative sur de larges bandes spectrales. La dimension de ces bandes représente environ un million de fois la largeur d'une raie d'absorption. Une diminution significative de la taille de ces intervalles, qui accroîtrait la précision des codes, entraîne en même temps une augmentation des temps de calcul prohibitif.

Pour contourner ces difficultés, les réseaux de neurones artificiels du type Perceptron MultiCouche (Rumelhart et McClelland, 1986) nous sont apparus comme une technique possible, en ce sens qu'ils permettent de réduire le nombre de calculs contenus dans l'expression exacte des flux, en approchant celle-ci par une fonction paramétrisée. Dans le cadre de cette technique, les paramètres de cette fonction seraient déterminés de manière statistique sur un ensemble de réalisations connues de la fonction exacte des flux radiatifs. Nous présentons le Perceptron MultiCouche au chapitre suivant, avant d'exposer son application pour la paramétrisation du transfert radiatif dans l'atmosphère, principal sujet de ce mémoire.





## Chapitre IV

# Des réseaux de neurones

### IV.1 Préambule

Le concept de réseaux de neurones formels est officiellement né en 1943. Ses deux créateurs, W. S. McCulloch et W. Pitts se situent dans le contexte de recherche intense autour du cerveau humain, recherche qui remonte au début du siècle. Des trois branches principales qui constituent cette recherche, neurobiologie, psychologie et intelligence artificielle, les techniques connexionnistes issues des travaux des deux physiciens cités, recoupent la première et la dernière. Paradoxalement, si une analogie forte entre le comportement des réseaux formels et celui de certaines structures de la matière, comme les réseaux cristallins, a pu être établie, l'adéquation des réseaux connexionnistes à décrire le modèle biologique reste douteuse. Par contre, le schéma simplifié de W. S. McCulloch et W. Pitts s'est rapproché des méthodes statistiques, pour s'épanouir dans des domaines souvent fort éloignés du cortex cérébral. De son inspiration biologique, il garde le parfum d'«apprenti sorcier» associé à son nom : *réseaux de neurones*. Nous rappelons ici les principes fondamentaux sur lesquels il repose, ainsi que les jalons de son histoire. Nous décrivons ensuite le Perceptron MultiCouche, la variété de réseaux de neurones que nous utilisons.

### IV.2 Du neurone biologique au neurone formel

Le système nerveux central des mammifères vertébrés est constitué par l'ensemble des centres nerveux chargés d'assurer le fonctionnement des différents appareils de l'organisme : la moëlle épinière, le tronc cérébral, le cervelet et le cerveau. Il résulte de l'assemblage de dizaines de milliards de processeurs interconnectés : les cellules nerveuses ou *neurones*. Le réseau des neurones (voir figure IV.1) relie des centres récepteurs (*entrée*), comme les sens, à des centres effecteurs (*sortie*), comme les muscles ou les glandes. Matériellement, il est parcouru de ses entrées à ses sorties, de neurone en neurone, par une activité, l'*influx nerveux*. Il agit sur l'influx nerveux comme un câble tout à la fois transmetteur et filtre : l'information sensorielle en amont du réseau est progressivement transformée en ordres d'action pour les centres effecteurs. Le comportement global du réseau est statistique : aucun neurone n'est indispensable (e.g. Kandel *et al.*, 1991).

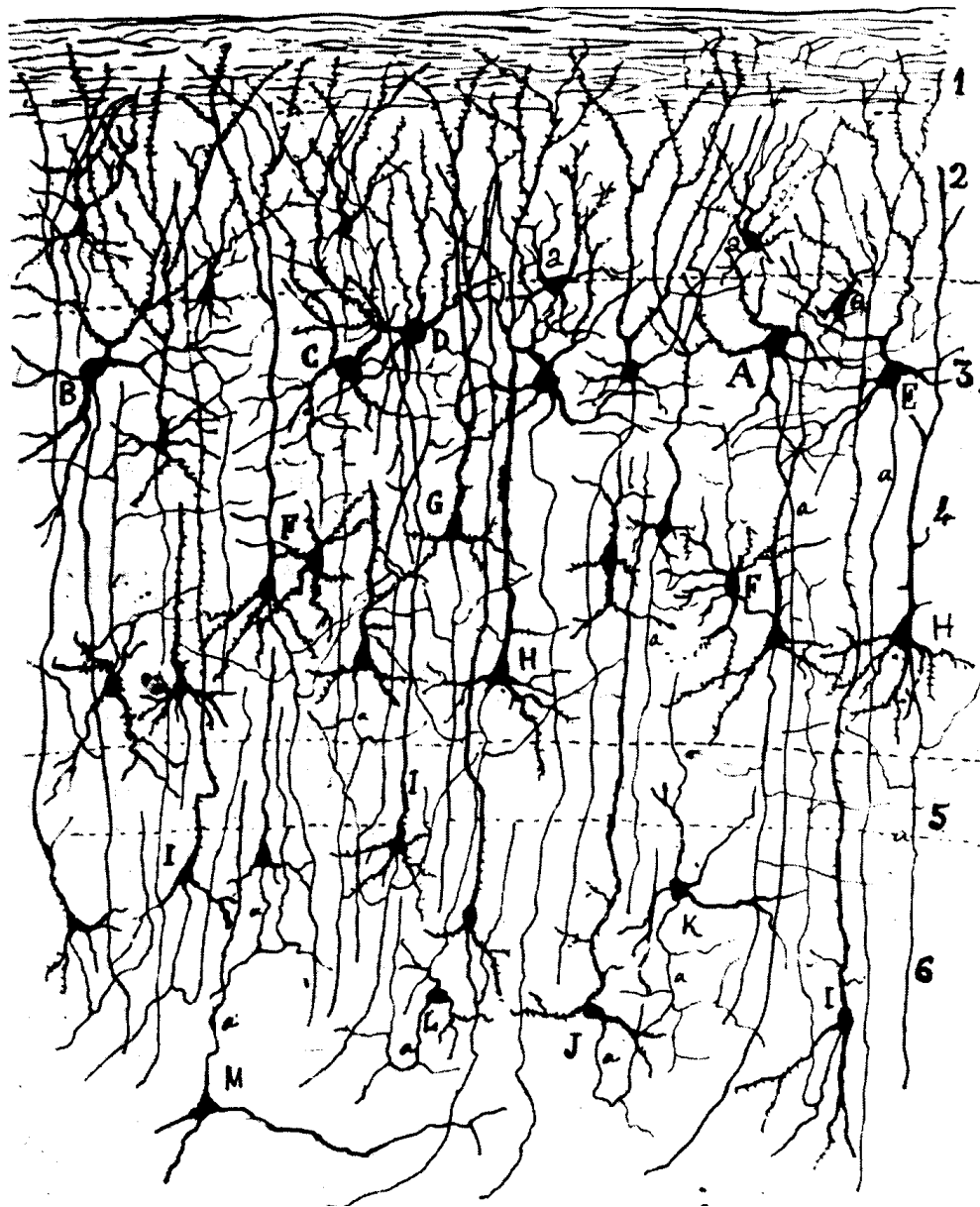


FIG. IV.1 – Cortex visuel d'un mammifère (le rat), coloré par la méthode de Golgi (Ramon y Cajal, 1911). On reconnaît sur la figure les corps cellulaires (ou somas) des neurones, de forme triangulaire, leurs dendrites et leurs axones.

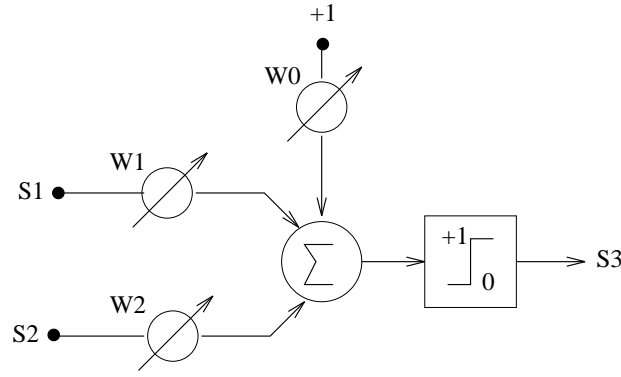


FIG. IV.2 – Schéma d'un neurone de McCulloch et Pitts. Il associe une sortie  $S_3$  à deux entrées  $S_1$  et  $S_2$ .

### IV.2.1 Les travaux fondateurs de la modélisation du neurone

Depuis les années quarante, de nombreux modèles mathématiques des réseaux de neurones ont été développés. Le but premier de ces expériences est de porter l'attention des chercheurs sur certaines caractéristiques essentielles du système nerveux, en négligeant d'autres aspects d'importance supposée moindre. Les travaux de W. S. McCulloch et W. Pitts publiés en 1943 sont généralement considérés comme étant ceux fondateurs de la formalisation mathématique du comportement du neurone biologique. Ces auteurs mettent en avant une réponse binaire de ce dernier aux stimuli de son environnement. Ils modélisent donc l'activité du neurone par un processus logique : leur neurone formel (figure IV.2) calcule une somme pondérée de ses entrées et retourne en sortie un booléen (0 ou 1), selon que cette somme est supérieure ou non à un seuil fixé  $\omega_{0i}$  :

$$S_i(t+1) = \Theta\left(\sum_j \omega_{ji} S_j(t) - \omega_{0i}\right) \quad (\text{IV.1})$$

$\Theta$  est la fonction seuil.  $\omega_{ji}$  est le poids appliqué au signal venant du neurone  $j$ .  $S_i$  et  $S_j$  sont les signaux émis par les neurones  $i$  et  $j$ .

Ce modèle mathématique du neurone biologique a été corrigé par de nombreux travaux, afin de mieux simuler les propriétés connues de celui-ci. En particulier, (Beurle, 1956) prend en compte les effets de retard dans la réponse du neurone : il l'exprime sous la forme d'une convolution du signal reçu, par une fonction de réponse standard propre au neurone. La capacité d'adaptation du système nerveux en fonction de l'environnement extérieur est étudiée par D. O. Hebb (Hebb, 1949). Pour expliquer les observations faites sur la mémoire du réseau des neurones, il postule que la persistance du stimulus d'un neurone vers un autre a deux effets complémentaires : elle développe les liens qui existent entre les deux neurones et en crée de nouveaux. Ainsi, dans le cadre du schéma de W. S. McCulloch et W. Pitts (équation IV.1), le premier effet s'écrit :

$$\Delta\omega_{ji} = \eta_{ji} S_i \cdot S_j \quad (\text{IV.2})$$

où  $\eta_{ji}$  est un facteur d'amplitude.

Les comportements du neurone en phase avec le stimulus entrent en résonance. Cette approche très simple a été mise en défaut. Par exemple, (Carew *et al.*, 1984) ont montré que ce mécanisme n'était ni nécessaire ni suffisant pour expliquer les observations faites sur la

limace de mer. La pertinence de la proposition de D. O. Hebb se justifie cependant par sa pérennité dans le cadre des travaux sur l'intelligence artificielle.

## IV.2.2 L'orientation vers l'intelligence artificielle

L'intérêt des travaux de W. S. McCulloch, W. Pitts et D. O. Hebb dépasse largement le cadre de la compréhension du système nerveux. En effet, leurs modèles simulent deux comportements essentiels pour l'intelligence artificielle : la transformation d'une information en décision, par un expert artificiel, et l'adaptation du comportement de l'expert en fonction du résultat de ses décisions. Ainsi, le neurone formel de W. S. McCulloch et W. Pitts est un processeur. On démontre qu'il peut simuler les portes logiques fondamentales : NON, ET et OU. De là à remplacer les transistors des ordinateurs par des réseaux de neurones formels, il n'y a qu'un pas qui est vite franchi ... mentalement seulement (Neumann (von), 1956 ; Minsky, 1967).

Il faut attendre le début des années soixante pour que soient publiés des algorithmes permettant de fixer les poids des neurones de manière automatique. Il s'agit de faire évoluer l'expert neuronal vers un comportement désiré. Le Perceptron simple (Rosenblatt, 1962) et l'Adaline (Widrow et Angell, 1962) sont éduqués lors d'une phase d'apprentissage. Elle consiste à présenter successivement au réseau une série d'exemples<sup>1</sup>, dont on connaît à la fois les valeurs des entrées du réseau et les valeurs des sorties. L'algorithme fait évoluer les poids de manière à faire décroître l'erreur commise en sortie du réseau pour ces exemples. Ainsi, la formule de modification des poids d'un neurone  $i$ , après présentation d'un exemple  $\zeta$  et calcul de l'erreur correspondante  $\epsilon_i^\zeta$  commise par le réseau, dans l'algorithme de l'Adaline, s'écrit :

$$\omega'_{ji} = \omega_{ji} + \alpha \frac{\epsilon_i^\zeta x_j^\zeta}{\|x_j^\zeta\|^2} \quad (\text{IV.3})$$

$j$  est l'indice de l'entrée auquel le neurone est connecté par le poids  $\omega_{ji}$ .  $x_j^\zeta$  est l'entrée correspondante et  $\epsilon_i^\zeta$  l'erreur que le neurone commet.  $\alpha$  est un facteur arbitraire, entre 0 et 1.

Soit  $\epsilon_i^{\zeta*}$  l'erreur du réseau après la modification des poids décrite par l'équation IV.3. On peut montrer que  $\epsilon_i^{\zeta*} = (1 - \alpha)\epsilon_i^\zeta$ . On constate donc que  $\epsilon_i^{\zeta*} < \epsilon_i^\zeta$  : la mise à jour des poids IV.3 fait diminuer l'erreur du réseau. L'algorithme n'est intéressant que si les modifications successives apportées au réseau lors de cette phase d'apprentissage pour chaque exemple  $\zeta$  fait décroître l'erreur *moyenne* commise par le réseau.

Avec l'Adaline et le Perceptron simple, il devient possible d'apprendre à une structure artificielle un certain type de comportement à partir d'une base d'exemples. Ces algorithmes d'apprentissage supervisé ne s'appliquent cependant que si la sortie désirée des neurones pour les différents exemples est connue. Ce qui exclut les réseaux où des neurones ne sont pas en contact direct avec une sortie (c'est-à-dire des neurones «cachés»), et limite donc les capacités de simulation aux fonctions linéairement séparables (Minsky et Papert, 1969).

Des résultats importants s'enchaînent pourtant dans le domaine de la mémoire associative. Il s'agit d'identifier un objet grâce à un réseau de neurones à partir d'une observation possiblement bruitée. Le réseau de Hopfield, formé de neurones artificiels de McCulloch et Pitts, boucle sur lui-même pour faire converger sa réponse vers un état stable. À chaque étape, l'identification progresse et les poids du réseau sont modifiés, à partir d'une règle analogue à

1. Dans la suite, nous utiliserons de manière équivalente les termes «exemples» et «motifs» pour désigner les éléments des bases d'apprentissage.

celle de Hebb: les poids sont renforcés dans la mesure où ils favorisent la ressemblance de la sortie du réseau avec un objet stocké en mémoire. On trouvera chez (Hertz *et al.*, 1991) les nombreuses références correspondantes.

S'éloignant du schéma de McCulloch et Pitts, la machine de Boltzmann (Hinton et Sejnowski, 84) traite les neurones comme des processeurs dont la réponse est définie par une loi de probabilité binômiale. La règle d'adaptation des poids est une application de celle de Hebb au cas probabiliste. L'utilisation d'une méthode empruntée à la statistique, la descente de gradient, que nous exposerons plus loin, permet d'introduire des neurones «cachés» dans les réseaux. Elle lève ainsi la limitation imposée aux précédentes générations de réseaux.

En outre, citons l'application des réseaux de neurones à la classification. À partir des corrélations entre les variables d'entrée, un réseau peut partitionner l'espace de ces données d'entrée en différentes classes. Les principaux travaux (Kohonen, 1982 ; Grossberg, 1976) adaptent la règle de Hebb pour modifier les poids.

C'est de la publication en 1986 d'un ouvrage de synthèse (Rumelhart et McClelland, 1986) que date la vulgarisation du connexionnisme et son application dans des disciplines beaucoup plus nombreuses. En particulier l'article définissant le Perceptron MultiCouche (Rumelhart *et al.*, 1986) lève définitivement les limitations du Perceptron et de l'Adaline, avec l'application de la descente de gradient. La fonction d'activation de ce nouveau Perceptron est linéaire et non pas binaire. Les capacités du Perceptron MultiCouche en font un approximateur universel. En fait, les idées développées par Rumelhart et ses confrères ne sont pas nouvelles. Elles apparaissent par exemple chez (Werbos, 1974). Mais aucune des publications précédentes sur le sujet n'a permis une diffusion suffisante de ces idées. Surtout, l'engouement soudain pour ce type de réseau ne peut s'expliquer sans le relier aux progrès des matériels informatiques, qui permettent désormais des vitesses d'apprentissage et d'exécution relativement faibles.

## IV.3 Le Perceptron MultiCouche

Après l'avoir situé dans le contexte qui l'a vu naître, nous décrivons le Perceptron MultiCouche (PMC) défini par (Rumelhart *et al.*, 1986). C'est en effet sur celui-ci que s'appuie notre travail.

### IV.3.1 Finalités

Le PMC est un système paramétrisé qui associe un espace de sortie  $B \in \mathbb{R}^n$  à un espace d'entrée  $A \in \mathbb{R}^m$ . Il calcule donc une fonction  $h$  telle que :

$$\begin{aligned} h : A &\rightarrow B \\ x &\rightarrow y = h(W, x) \end{aligned}$$

$W \in \mathbb{R}^p$  est le vecteur contenant les  $p$  paramètres (les poids synaptiques) de la fonction  $h$ . Une phase d'apprentissage, comme pour le Perceptron simple et l'Adaline, lui fait établir des liens entre les variables d'entrée et de sortie d'une base de  $N$  exemples  $\{(x^\zeta, y^\zeta), \zeta = 1, N\}$ , de manière à prédire pour des cas non contenus dans la base, les valeurs des sorties, connaissant les entrées. L'algorithme d'adaptation des poids est connu sous le nom d'*algorithme de rétropropagation du gradient*. Nous le décrivons en détail plus loin. La phase d'apprentissage

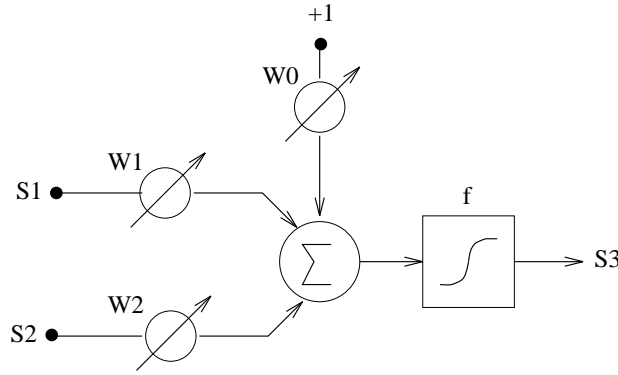


FIG. IV.3 – Schéma du neurone d'un PMC.

fait donc du PMC un simulateur, à la différence par exemple des cartes topologiques de Kohonen, où le réseau s'auto-organise (Kohonen, 1982).

On peut répartir les raisons amenant à utiliser un simulateur comme le PMC en trois catégories : la prédiction, l'interprétation et la rapidité.

*La prédiction*, ou la généralisation, découle directement de la définition de la phase d'apprentissage : si l'application reliant  $A$ , l'ensemble de départ, à  $B$ , l'ensemble d'arrivée n'est connu que par un nombre fini de réalisations, le PMC lui donne une expression calculable, sous la forme d'une fonction. Un cas particulier délicat à traiter, est celui où les variables de sortie ne peuvent être complètement expliquées par celles d'entrée. On parle alors de *variables cachées*. On montre qu'alors l'algorithme d'apprentissage tend à modéliser la fonction  $p$  :

$$\begin{aligned} p : A &\rightarrow B \\ x &\rightarrow p(x) = E(y/x) \end{aligned}$$

On a noté  $E(y/x)$ , l'espérance de  $y$  sachant  $x$ .

De la possibilité de relier certaines variables d'un phénomène (les sorties) à d'autres (les entrées), résulte une possibilité particulière d'*interpréter* le phénomène. L'erreur commise par le réseau à la fin de l'apprentissage donne une estimation quantitative de la pertinence des liens pré-supposés entre les variables d'entrée et celles de sortie. Le PMC n'en reste pas moins un système in-interprétable, car les valeurs des poids synaptiques ne peuvent être directement reliées au problème sur lequel est appliqué le PMC. Pour remédier à cet inconvénient, de nombreux chercheurs se sont orientés vers les réseaux neuro-flous. Les calculs y prennent la forme d'un raisonnement logique à partir de règles floues (on se reportera par exemple à l'exposé introductif (Glorennec, 1992)). Ils ne sont malheureusement applicables qu'à des problèmes où le nombre des variables est petit. Ce n'est pas le cas des applications traitées ici.

Enfin, la structure connexionniste très simple et le parallélisme massif des réseaux de neurones entraînent une grande vitesse d'exécution sur les ordinateurs actuels. Un gain de *rapidité* par rapport au calcul classique d'une fonction connue peut être obtenue par sa reformulation sous la forme d'un PMC. C'est le cas de NeuroFlux, le modèle de transfert radiatif direct que nous avons développé.

### IV.3.2 Neurone et réseau de neurones

Un neurone artificiel est un filtre adaptatif. Dans le cas du PMC, il est matérialisé par un processeur élémentaire qui calcule son état par une somme pondérée de ses entrées et

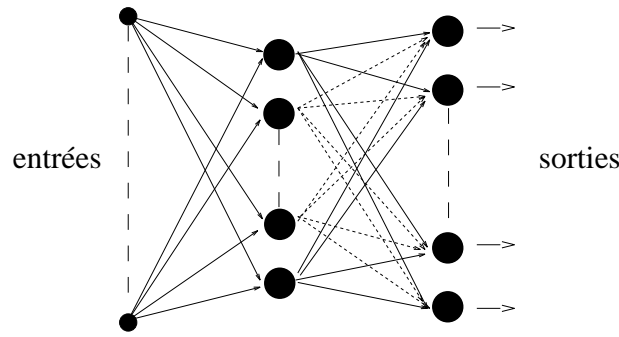


FIG. IV.4 – PMC à une couche cachée.

transmet en aval une image de cet état par une fonction scalaire, appelée *fonction d'activation*.

$$S_i = f\left(\sum_j \omega_{ji} S_j - \omega_{0i}\right) \quad (\text{IV.4})$$

$S_j$  est la valeur de la sortie du neurone  $j$  placé en entrée de  $i$ .  $f$  est ici une fonction continue différentiable, contrairement au Perceptron de McCulloch et Pitts, où  $f$  est remplacée par la fonction seuil  $\Theta$ , discontinue en 0. Pour le PMC, on utilise le plus souvent une des trois fonctions suivantes :

- la fonction linéaire  $f(x) = \lambda x$ , avec  $\lambda \in \mathbb{R}$ .
- la fonction exponentielle  $f(x) = \frac{1}{1+e^{-\beta x}}$ . Sa dérivée est  $f'(x) = \beta f(x)(1 - f(x))$ .
- la fonction tangentielle  $f(x) = \tanh(\beta x)$ . Sa dérivée s'écrit :  $f'(x) = \beta(1 - f(x)^2)$ .

Les deux dernières fonctions, des *sigmoïdes*, ont des asymptotes horizontales en  $-\infty$  et  $+\infty$ . Elles permettent d'éviter que ne se propagent des valeurs trop grandes dans le réseau. Comme le calcul de la descente de gradient implique celui de la dérivée de la fonction sigmoïde en plusieurs points, la simplicité de la forme de  $f'$  limite en outre le temps d'apprentissage du réseau.

Le PMC (figure IV.4) a une structure bien particulière : ses neurones sont rangés en  $n$  couches successives. Chaque couche n'est reliée qu'à la précédente et à la suivante, si elles existent. Les neurones d'une même couche ne sont pas interconnectés. L'orientation du réseau est fixée par le sens, unique, de propagation de l'information. On distingue la couche de sortie des différentes couches cachées. Il n'existe pas à proprement parler de couche d'entrée : la première couche cachée est reliée aux différentes entrées.

### IV.3.3 L'algorithme d'apprentissage

#### • Notations

Pour améliorer la lisibilité des formules à venir, nous adoptons les notations suivantes :

- On définit  $S_0 = 1$ , de manière à introduire  $\omega_{0i} = \omega_{0i} \times S_0$  dans l'expression de la somme sur les entrées  $\sum_j \omega_{ji} S_j$  (équation IV.4).

- On définit :

$$\mathcal{O}_i = S_i \quad (\text{IV.5})$$

$$\mathcal{I}_i = \sum_j \omega_{ji} S_j \quad (\text{IV.6})$$

$$\mathcal{I}_i = \sum_j \omega_{ji} \mathcal{O}_j \quad (\text{IV.7})$$

- On utilise les indices  $i$  pour les neurones de la couche de sortie,  $j$  pour les neurones de la dernière couche cachée, et  $k$  pour les neurones des autres couches cachées.
- On utilise l'indice  $\zeta$  pour désigner un des exemples de la base d'apprentissage.
- On désigne par  $y_{i \text{ vrai}}^\zeta$  la  $i^e$  sortie désirée d'un exemple  $\zeta$ .

L'équation IV.4 devient alors :

$$\mathcal{O}_i = f(\mathcal{I}_i) \quad (\text{IV.8})$$

### • La rétropropagation du gradient

La rétropropagation du gradient utilisée dans l'algorithme d'apprentissage du PMC, est une descente de gradient<sup>2</sup> appliquée à chacun des poids du réseau pendant la phase d'apprentissage. Si  $E$  est une fonction mesurant l'erreur commise par le réseau, on modifie les poids selon :

$$\Delta\omega_{ji} = -\eta \frac{\partial E}{\partial \omega_{ji}} \quad (\text{IV.9})$$

où  $\eta$  est un facteur choisi de pondération. On choisit généralement pour  $E$  l'erreur quadratique moyenne  $E = \frac{1}{2} \sum_\zeta (Y_{\text{vrai}}^\zeta - Y_{\text{calc}}^\zeta)^2$   $Y$  désigne le vecteur de sortie du réseau désiré (*vrai*) ou calculé (*calc*).  $E$  s'écrit aussi  $E = \frac{1}{2} \sum_{\zeta i} (y_{i \text{ vrai}}^\zeta - \mathcal{O}_i^\zeta)^2$ . Même si elles sont moins utilisées, on trouve d'autres fonctions d'erreur dans la littérature (Hertz *et al.*, 1991).

Au commencement de la procédure, l'algorithme initialise les poids à des valeurs aléatoires. Ensuite, à chaque étape, les différents exemples de la base d'apprentissage sont présentés au réseau, l'erreur calculée, et les poids modifiés à partir de la formule IV.9. La figure IV.5 montre l'évolution du gradient lors de l'apprentissage d'un réseau dont deux poids sont libres de varier, avec l'algorithme de rétropropagation du gradient. L'allure de la figure est simple, deux flancs de colline entre lesquels le système converge. Pour des systèmes de plus grande dimension, la surface d'erreur est en général sensiblement accidentée.

Établissons maintenant la loi de variation des poids du PMC à partir de l'équation générale IV.9.

---

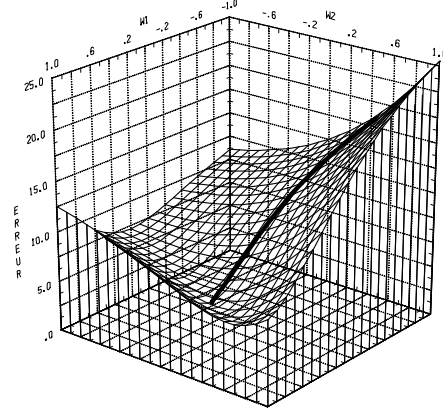
2. A. Cauchy a introduit le premier la «descente de gradient». Dans un article de 1847 (Cauchy, 1847), il considère le cas général d'une fonction  $u : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^m$  continue et positive sur un intervalle  $J \in \mathbb{R}^n$ . Afin d'annuler  $u$  sur  $J$ , il dresse une récurrence.

À l'aide d'un développement limité de la fonction  $u$  au premier ordre, il montre que, pour  $x \in \mathbb{R}^n$ , le vecteur  $x' \in \mathbb{R}^n$  défini par  $x' = x - \alpha \nabla_x u$  sera tel que  $u(x') < u(x)$ , si  $\theta$  est suffisamment petit. À partir d'un point initial, et par itérations successives, on peut donc s'approcher de la solution optimale.

Dans le cas de la rétropropagation du gradient,  $u$  est la fonction de coût  $E$ .



FIG. IV.5 – descente de gradient sur une surface d'erreur définie par deux poids synaptiques  $W1$  et  $W2$ . L'évolution du gradient  $E$  au cours de la phase d'apprentissage apparaît sous la forme d'un trait noir épais convergeant sur la surface vers le minimum de l'erreur.



Pour les poids des neurones de la couche de sortie, et dans le cas quadratique, IV.9 s'écrit :

$$\Delta\omega_{ji} = -\eta \frac{1}{2} \frac{\partial \sum_{\zeta} (y_{i \text{ vrai}}^{\zeta} - \mathcal{O}_i^{\zeta})^2}{\partial \omega_{ji}} \quad (\text{IV.10})$$

$$= \eta \sum_{\zeta} (y_{i \text{ vrai}}^{\zeta} - \mathcal{O}_i^{\zeta}) \frac{\partial \mathcal{O}_i^{\zeta}}{\partial \omega_{ji}} \quad (\text{IV.11})$$

En reprenant l'équation IV.8 on arrive à :

$$\Delta\omega_{ji} = \eta \sum_{\zeta} (y_{i \text{ vrai}}^{\zeta} - \mathcal{O}_i^{\zeta}) f'(\mathcal{I}_i^{\zeta}) \mathcal{O}_j^{\zeta} \quad (\text{IV.12})$$

$$= \eta \sum_{\zeta} \delta_i^{\zeta} \mathcal{O}_j^{\zeta} \quad (\text{IV.13})$$

On note  $\delta_i^{\zeta} = (y_{i \text{ vrai}}^{\zeta} - \mathcal{O}_i^{\zeta}) f'(\mathcal{I}_i^{\zeta})$ .

Progressons vers l'amont du réseau : des sorties vers les entrées. Tout d'abord, considérons les neurones de la dernière couche cachée, si elle existe. Si  $i$  indice les neurones de la couche de sortie,  $j$  ceux de la couche précédent celle-ci et  $k$  ceux de la couche précédente les deux premières, on cherche à exprimer en fonction de ce qu'on connaît, la quantité suivante :

$$\Delta\omega_{kj} = -\eta \frac{1}{2} \frac{\partial \sum_{\zeta} (y_{i \text{ vrai}}^{\zeta} - \mathcal{O}_i^{\zeta})^2}{\partial \omega_{kj}} \quad (\text{IV.14})$$

Pour cela, on exprime la sortie du  $i^{\text{e}}$  neurone de la couche de sortie par :

$$\mathcal{O}_i^{\zeta} = f\left(\sum_j \omega_{ji} \mathcal{O}_j^{\zeta}\right) \quad (\text{IV.15})$$

$$= f\left(\sum_j \omega_{ji} f(\mathcal{I}_j^{\zeta})\right) \quad (\text{IV.16})$$

$$= f\left(\sum_j \omega_{ji} f\left(\sum_k \omega_{kj} \mathcal{O}_k^{\zeta}\right)\right) \quad (\text{IV.17})$$

On en déduit :

$$\frac{\partial \sum_{\zeta} (y_{i \text{ vrai}}^{\zeta} - \mathcal{O}_i^{\zeta})^2}{\partial \omega_{kj}} = - \sum_{\zeta} \delta_i^{\zeta} \omega_{ji} f'(\mathcal{I}_j^{\zeta}) \mathcal{O}_k^{\zeta} \quad (\text{IV.18})$$

$$= - \sum_{\zeta} \delta_j^{\zeta} \mathcal{O}_k^{\zeta} \quad (\text{IV.19})$$

avec  $\delta_j^{\zeta} = f'(\mathcal{I}_j^{\zeta}) \sum_i \omega_{ji} \delta_i^{\zeta}$ .

Pour les neurones de la dernière couche cachée, si elle existe, la règle de modification des poids s'écrit donc :

$$\Delta \omega_{kj} = \eta \sum_{\zeta} \delta_j^{\zeta} \mathcal{O}_k^{\zeta} \quad (\text{IV.20})$$

Par récurrence on montre que plus généralement :

$$\boxed{\Delta \omega_{pq} = \eta \sum_{\zeta} \delta_q^{\zeta} \mathcal{O}_p^{\zeta}} \quad (\text{IV.21})$$

$$\boxed{\text{avec } \begin{cases} \delta_q^{\zeta} = (y_{i \text{ vrai}}^{\zeta} - \mathcal{O}_i^{\zeta}) f'(\mathcal{I}_i^{\zeta}) & \text{si } q \equiv i \\ \delta_q^{\zeta} = f'(\mathcal{I}_q^{\zeta}) \sum_k \omega_{qk} \delta_k^{\zeta} & \text{sinon} \end{cases}}$$

Comme dans l'algorithme de l'Adaline (équation IV.3), l'incrément d'un poids  $\omega_{pq}$  est le produit de l'entrée correspondante du neurone et d'un terme d'erreur. L'originalité du PMC réside dans la définition de ce dernier.

#### • Variations de l'algorithme

Le PMC est tributaire des caractéristiques de la phase d'apprentissage. L'utilisation de la rétropropagation du gradient pour fixer les valeurs des poids ne permet pas toujours de trouver le point où l'erreur est minimale : la procédure fait décroître  $E$  de manière itérative et peut mener le système vers un minimum local de  $E$ . Les minima locaux de taille comparativement plus petite que la valeur du paramètre  $\eta$  de l'équation IV.9 sont en général évités. Mais plus  $\eta$  est grand, plus le point de convergence de l'algorithme est éloigné du minimum global de  $E$ .

On utilise souvent la descente de gradient *stochastique*. Les poids sont modifiés à chaque présentation d'un exemple. Les fréquents changements de direction du gradient induisent pour l'algorithme une capacité accrue à sortir des minima locaux. Alors, les sommations sur  $\zeta$  disparaissent des formules IV.21. Dans le cadre de cette technique, l'ordre de présentation des exemples dans l'apprentissage n'est pas neutre. En effet, l'opérateur peut choisir de les présenter par sous-groupes homogènes, des zones de latitude pour nous par exemple, ou dans un ordre aléatoire. Dans le premier cas, les variations successives de la direction du gradient sont plus ordonnées que dans le second. Il est difficile de déterminer l'effet de ce choix a priori.

Certains auteurs ajoutent à l'expression de  $\Delta \omega_{pq}(t)$  le terme de moment  $\alpha \Delta \omega_{pq}(t-1)$ , avec  $0 < \alpha < 1$ . La prise en compte des modifications passées lisse la descente du gradient et peut éviter qu'elle ne s'achève dans un minimum local. A contrario, l'effet peut se révéler négatif, car l'introduction du moment restreint le nombre de fonctions que le réseau peut atteindre.

Plus généralement<sup>3</sup>, les *techniques de régularisation* introduisent un terme de pénalité à la fonction d'erreur :

$$E_R = E + \lambda \Omega \quad (\text{IV.22})$$

$\Omega$  est une fonction de pénalité, et  $\lambda$  un facteur de pondération. Le choix de  $\Omega$  est fait dans le but de guider la descente de gradient vers un type particulier de solutions. On remarque qu'ajouter un motif au lot d'apprentissage est une régularisation. L'intérêt de ces techniques apparaît surtout dans le cas de données bruitées, ou en petit nombre.

D'autres algorithmes d'apprentissage font appel à des méthodes d'optimisation de fonction différentes de la descente du gradient. La méthode de Newton et le gradient conjugué par exemple (Gill *et al.*, 1981) généralisent la descente de gradient au deuxième degré de la fonction d'erreur. La première entraîne l'inversion d'une matrice hessienne de la dimension du nombre de poids, ce qui est techniquement laborieux. La deuxième modifie les poids synaptiques à chaque itération par une succession de directions mathématiquement conjuguées sur la surface d'erreur. Cependant, elle converge facilement vers un minimum local : nous l'avons expérimenté dans nos applications. Ces méthodes très puissantes en statistique se prêtent mal à une utilisation dans le cadre des réseaux de neurones artificiels.

#### IV.3.4 Des approximateurs universels

20 ans exactement après la publication de l'ouvrage où Minsky et Papert exposaient les limitations du Perceptron simple (Minsky et Papert, 1969), (Cybenko, 1989) et (Hornik *et al.*, 1989) établissent les réseaux de neurones multicouches à fonction d'activation sigmoïde comme une classe d'approximateurs universels. Toute fonction mesurable  $g$  peut être simulée, à n'importe quel degré de précision, par un réseau multicouche à condition qu'il ait une architecture adéquate. La démonstration de Hornik s'arrête même aux réseaux à deux couches seulement. Elle ne nous apprend cependant rien sur la manière d'atteindre le degré de précision souhaité.

Nous avons vu que le PMC est tributaire d'une phase d'apprentissage. Or, une infinité de PMC peut annuler la fonction d'erreur choisie sur les points d'observation de la base d'apprentissage. Mais un petit nombre seulement réalise la fonction  $g$  sur *tous* les points de l'ensemble de départ  $A$ . De plus, les contraintes de temps de calcul limitent le nombre de poids à quelques milliers, et amenuisent singulièrement le nombre de fonctions  $h$  possibles. En particulier, toutes celles qui dépassent une certaine complexité sont exclues. Les contraintes techniques liées à la constitution de la base d'apprentissage (une inégale répartition des observations sur l'espace des données, par exemple) restreignent encore le nombre de fonctions possibles. Enfin, bénéfiques ou non, les choix particuliers de l'utilisateur, que nous évoquons ci-dessous, influencent de manière cruciale la sélection d'une fonction  $h$  parmi celles qui sont possibles.

Malgré la puissance de la méthode, les architectures techniquement possibles ne permettent donc pas toujours d'atteindre le résultat désiré.

#### IV.3.5 L'architecture

Le choix du nombre de couches cachées et du nombre de neurones sur chacune d'entre elles reste aujourd'hui encore relativement arbitraire. Certains travaux tentent cependant

---

3. On peut montrer que la technique du moment est une technique de régularisation du type de celles définies ici.

d'introduire une certaine objectivité par l'utilisation de techniques automatiques. Par exemple, la technique de l'affaiblissement des poids (en anglais, *weight decay*) favorise la décroissance des poids lors de la phase d'apprentissage en multipliant la valeur des poids après modification par un facteur  $\alpha$ ,  $0 < \alpha < 1$ . Les poids dont les valeurs se rapprochent de zéro sont ensuite élagués. Citons aussi les algorithmes génétiques : s'inspirent de la biologie pour sélectionner progressivement une architecture.

### IV.3.6 La base d'apprentissage

L'inférence des paramètres du réseau repose sur une base d'apprentissage finie. Le PMC est un interpolateur imparfait des observations contenues dans cette base. Interpolateur imparfait, puisqu'il commet une erreur aux points d'observation. Or, la base d'exemples n'échantillonne jamais l'espace des données de manière parfaite. Sachant que le volume d'une sphère dans un espace à  $n$  dimensions est proportionnel au rayon de la sphère à la puissance  $n$ , on mesure la difficulté d'échantillonner cet espace, si sa dimension est importante. Plus le maillage réalisé est lâche, plus la fonction simulée est lisse, plus le comportement du réseau entraîné est caractérisé par un biais systématique par rapport à la fonction originelle. En outre, ce lissage rend le réseau moins sensible au bruit des observations en entrée du réseau. À l'inverse, si le nombre de paramètres  $N$  n'est pas suffisant au regard du nombre d'exemples, l'écart entre la simulation et  $g$  est marqué par une variance importante (German *et al.*, 1992). Intuitivement, il est souhaitable, pour bien contraindre un PMC, que le nombre de contraintes imposées ( $N \times n$ ) soit très supérieur au nombre de degrés de liberté du réseau (le nombre de poids synaptiques) (Widrow et Lehr, 1990). En fait, le nombre minimum souhaitable d'exemples dans la base d'apprentissage est lié à la fois à la complexité de la fonction à simuler (Friedman, 1994), et aux divers choix de l'opérateur : l'architecture, l'initialisation des poids, et l'algorithme d'apprentissage.

Derrière ces considérations générales se dissimule l'irrégularité fréquente de l'échantillonnage : plus dense dans certaines régions de l'espace des données que dans d'autres. La méthode d'échantillonnage apparaît primordiale.

### IV.3.7 La base de test

Les limitations de la base d'apprentissage amènent à utiliser une base de test, autre échantillonnage de l'espace des données. Le réseau sélectionné est alors celui qui minimise, sur le chemin de la descente de gradient, l'erreur commise sur la base de test. Au-delà, on parle de *sur-apprentissage* : le réseau généralise moins bien ce qu'il apprend, l'erreur commise sur la base de test diverge. L'attention de l'opérateur peut se porter sur l'erreur moyenne du réseau, ou sur chacune de ses sorties prises séparément.

#### • Exemple

La figure IV.6 montre un cas particulier tiré de nos applications. L'erreur globale commise par le réseau converge à la fois pour le lot de test, et pour le lot d'apprentissage. L'erreur sur le lot de test est inférieure à celle commise sur le lot d'apprentissage, car la base de test est moins représentative que la base d'apprentissage<sup>4</sup>. Par contre, les erreurs commises sur 3 sorties parmi les 40 du PMC divergent. On parle de *sur-apprentissage*.

4. La base d'apprentissage est TIGR-3 et la base de test TIGR-1r, voir chapitre VI.

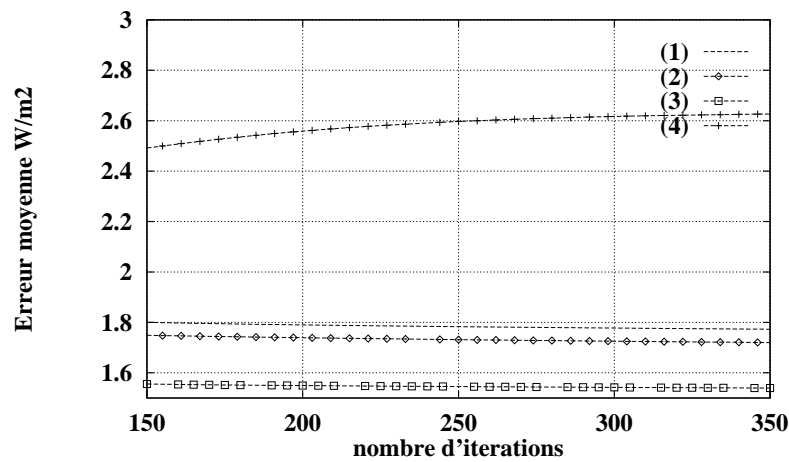
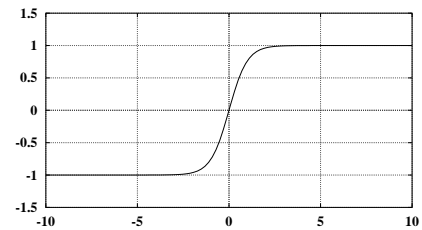


FIG. IV.6 – Évolution de l'erreur commise en sortie d'un réseau de neurones lors d'une phase d'apprentissage, après 150 itérations. Les courbes (1) et (2) correspondent à l'erreur moyenne observée en sortie du réseau sur les bases d'apprentissage et de test respectivement. Les courbes (3) et (4) représentent l'erreur moyenne observée sur une seule des sorties du réseau, parmi 40, respectivement pour les bases d'apprentissage et de test. Toutes les courbes décroissent pendant l'apprentissage, sauf la dernière.

FIG. IV.7 – Représentation de la fonction tangente hyperbolique.



Les PMC que nous présentons aux chapitres suivants ne présentent pas cet inconvénient. Pour ceux-là l'erreur de test a décroît sur toutes les sorties pendant l'apprentissage : nous avons toujours attendu la stabilisation de l'erreur commise sur le lot d'apprentissage.

### IV.3.8 Prétraitement des données

Les observations ne sont jamais fournies aux réseaux telles quelles. Les ailes des fonctions sigmoïdes font disparaître les valeurs les plus élevées. Typiquement, la fonction tangente hyperbolique, que nous utilisons, ne varie presque plus lorsque  $|x| > 2$  (figure IV.7). Il est donc nécessaire de normaliser les variables d'entrée et de sortie, pour ne pas faire saturer les neurones de la première couche cachée. Avant même la normalisation, on peut éventuellement pratiquer un premier traitement des données : projection dans un espace restreint (Analyse en Composantes Principales, ...), bruitage ou débruitage.

## IV.4 Résumé

Après l'avoir resitué dans le contexte général des techniques neuronales, nous avons décrit le Perceptron MultiCouche (PMC). Le PMC est un système paramétrisé non-linéaire qui relie des variables d'entrée à des variables de sortie. Les paramètres sont déterminés statistique-

ment lors d'une phase d'apprentissage par régression sur une base de données d'exemples.

## Chapitre V

# Développement de NeuroFlux

### V.1 Préambule

Le principal objectif du travail présenté ici est le développement d'un modèle de transfert radiatif aux GO, dont les paramétrisations utilisent la technique neuronale du PMC. Nous appelons NeuroFlux ce modèle (Chérut *et al.*, 1996a ; Chevallier *et al.*, 1998b). L'algorithme de NeuroFlux est exposé au début de ce chapitre. Nous montrons ensuite les adaptations que nous avons faites de la technique du PMC, dans le cadre du développement de NeuroFlux. Enfin, notre travail de constitution de la base d'apprentissage est décrit en détail : il a donné lieu à une mise à jour de la banque de données TIGR (*Thermodynamic Initial Guess Retrieval*) du LMD.

### V.2 NeuroFlux : une approche fondée sur les réseaux de neurones

Nous distinguons dans la suite les flux *en ciel supposé clair* (ou flux *en ciel clair*) des flux *en ciel nuageux*. Dans les premiers, l'influence des nuages sur le rayonnement n'est pas prise en compte dans les calculs. Comme toutes les paramétrisations, le choix de celle des nuages est crucial pour un modèle de transfert radiatif. Dans l'algorithme des nuages gris multicouches (voir section III.5.2), défini par les équations III.22 et III.23, les flux radiatifs  $F^\uparrow$  et  $F^\downarrow$  en présence de nuages gris multicouches sont déduits des flux en ciel clair  $F_0^\uparrow$  et  $F_0^\downarrow$  (équations II.24 et II.25) et de ceux en présence de corps noirs uni-couches  $F_k^\uparrow$  et  $F_k^\downarrow$ ,  $k \neq 0$  (équations III.24).

Pour NeuroFlux, nous avons utilisé cette approche pour prendre en compte la nébulosité. L'algorithme que nous avons choisi est illustré par l'organigramme de la figure V.1. Le calcul par NeuroFlux des  $F_k^\uparrow$  et des  $F_k^\downarrow$ ,  $k \in \mathbb{N}$ , est fondé sur le PMC. Un premier réseau de neurones (RN-Cr) calcule la partie ciel clair,  $F_0^\uparrow$  et  $F_0^\downarrow$ . Une batterie de réseaux de neurones (RN-Nu) calcule la contribution de chaque couche de nuages,  $F_k^\uparrow$  et  $F_k^\downarrow$ , avec  $k \neq 0$ . Chaque réseau RN-Nu est spécialisé dans le calcul des flux, soit montants, soit descendants, en présence d'un seul nuage opaque dans une couche précise du modèle. Ainsi, si  $M$  est le nombre de couches de nuages possibles, le modèle de transfert radiatif repose sur  $(1 + 2 \times M)$  réseaux de neurones.

Dans la version que nous présentons dans la suite, la température et les concentrations de

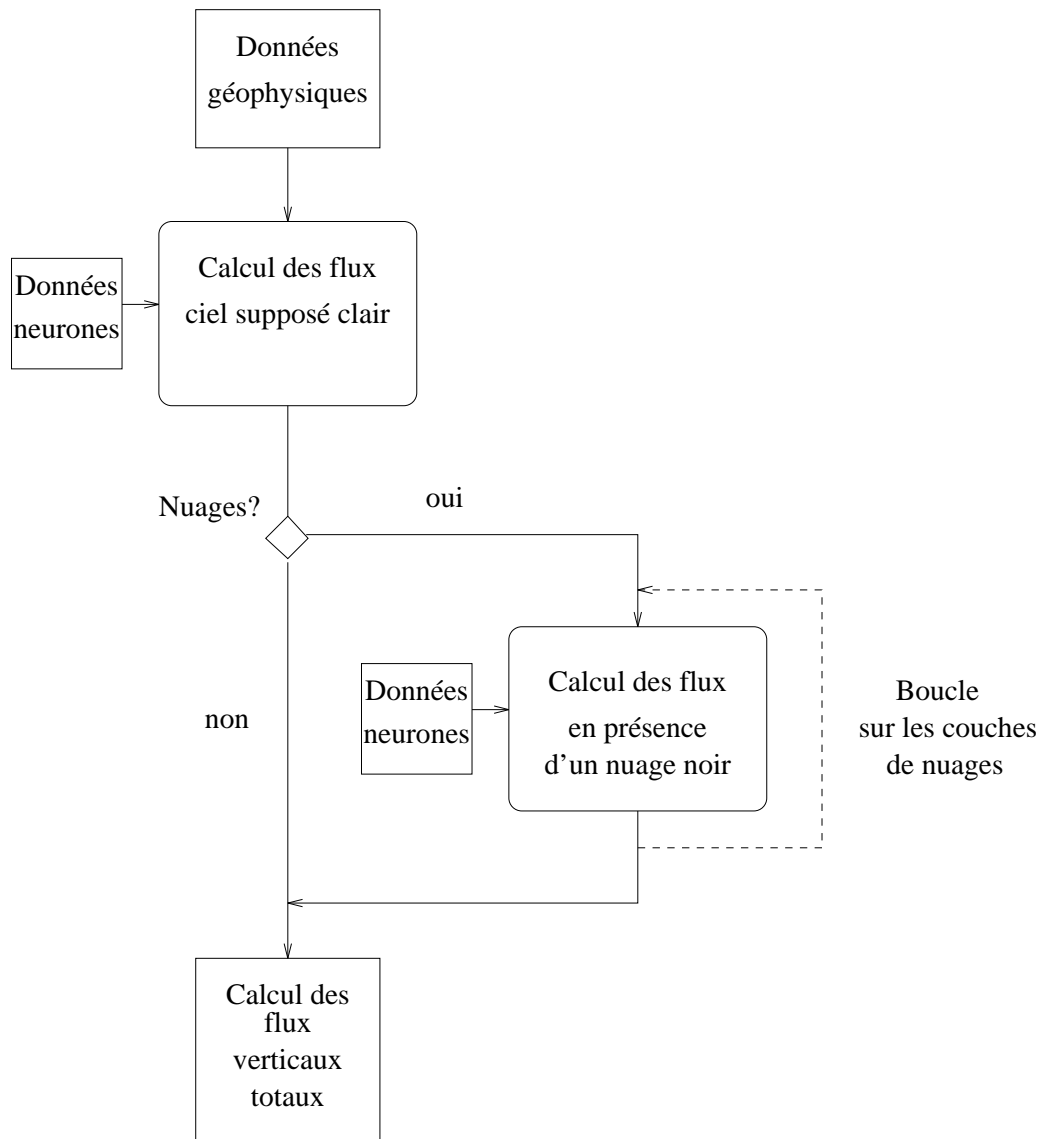


FIG. V.1 – Organigramme de l'algorithme de NeuroFlux.



|               | Nombre<br>de Neurones |               | Nombre<br>de Neurones |
|---------------|-----------------------|---------------|-----------------------|
| Entrées       | 60                    | Entrées       | entre 1 et 58         |
| Couche Cachée | 30                    | Couche Cachée | 20                    |
| Sorties       | 40                    | Sorties       | entre 1 et 19         |

TAB. V.1 – Architectures des réseaux de neurones, clair (à droite) et nuageux (à gauche), dans NeuroFlux.

vapeur d'eau et d'ozone sont définies au milieu de 19 couches atmosphériques entre le niveau de pression  $P = 1013 \text{ hPa}$  et le sommet de l'atmosphère. La nébulosité est décrite par le profil vertical de l'émissivité effective sur ces couches. Le modèle utilise aussi la température de surface, la concentration moyenne de dioxyde de carbone et l'émissivité de surface moyenne. La concentration des absorbants minoritaires, comme  $N_2O$  et  $CH_4$ , est fixée à leur valeur moyenne actuelle.

Les 19 couches sont celles qu'utilisait le MCG du CEPMMT avant 1991 (tableau III.1). La nébulosité est autorisée dans les 19 couches du modèle :  $M = 19$ . NeuroFlux comprend donc 39 réseaux de neurones.

Chacun des 39 réseaux calcule des quantités de la même forme :

$$Q(P, P_b) = \int_{-1}^{+1} \mu \, d\mu \int_{\nu} d\nu \left[ B_{\nu}(T_{P_b}) \tau_{\nu}(P_b, P, \mu) + \int_{P_b}^P B_{\nu}(T_{P'}) \frac{\partial \tau_{\nu}(P', P, \mu)}{\partial P'} dP' \right] \quad (\text{V.1})$$

où  $P$  and  $P_b$  sont les pressions aux limites d'une couche atmosphérique donnée.

Un seul réseau de neurones serait suffisant pour calculer tous les  $F_k^{\uparrow}$  et les  $F_k^{\downarrow}$ , clairs ou nuageux. Mais la spécialisation des réseaux de neurones dans les domaines de calcul sélectionnés améliore la précision des calculs et augmente la vitesse de l'algorithme. En effet, elle implique un nombre d'entrées, de sorties et de poids synaptiques plus restreint dans les réseaux.

## V.3 Application du Perceptron MultiCouche pour NeuroFlux

Malgré la simplicité des principes sur lesquels repose le PMC, son application sur un sujet particulier requiert une étude poussée. Dans cette section sont décrits les principaux travaux que nous avons menés pour utiliser le PMC dans NeuroFlux.

### V.3.1 Les architectures dans NeuroFlux

Délaissant les algorithmes automatiques pour le choix des architecture des 39 réseaux, nous avons choisi dans le travail présenté ici de tester différentes architectures et de sélectionner directement celles qui fournissaient les meilleurs résultats. Les tableaux V.1 indiquent les architectures que nous utilisons. Elles ne comprennent qu'une seule couche cachée. RN-Cr utilise 60 entrées. Elles sont décrites dans la section V.2. Les 40 sorties comprennent 20 flux montants et 20 flux descendants. Le nombre d'entrées et de sorties de chacun des 38 réseaux nuageux dépend de la position de la couche nuageuse considérée et du type de flux

calculé. Le nombre d'entrées varie entre 1 (calcul du flux descendant sous un nuage placé à 1005  $hPa$ ) et 58 (calcul des flux montants au-dessus d'un nuage placé à 1005  $hPa$ ). Par exemple, le calcul du flux descendant sous un nuage placé à 1005  $hPa$  utilise seulement la température à 1013  $hPa$ . Parallèlement le nombre de sorties est compris entre 1 et 19. Le choix du nombre de neurones sur les couches cachées de chacun des réseaux, 20, résulte d'un compromis. Étant donnée la lourdeur des tests nécessaires, nos essais d'architecture ont été menés sur deux réseaux de ciel nuageux parmi les 38, et sur le réseau de ciel clair.

### V.3.2 Prétraitement des données d'entrée et de sortie

#### • Normalisation

Les histogrammes de vapeur d'eau vers 400  $hPa$  dans les banques de données atmosphériques sont caractérisées par une moyenne très proche du minimum par rapport au maximum. Il est alors important de centrer les données en entrée des réseaux de neurones : ce centrage, en plus de la normalisation entre -1 et +1 évoquée au paragraphe IV.3.8, évite d'amener les sommes pondérées des entrées vers des valeurs extrêmes pour la fonction d'activation des neurones (la fonction sigmoïde).

Pour centrer et normer une variable d'entrée  $z_i$  d'un réseau nous utilisons le changement de variable :

$$z_i^* = 1.8 \frac{z_i - \bar{z}_i}{K} \quad (V.2)$$

avec  $K = 2 \times \text{Max}[(\text{Max}\{z_i^\zeta\}_{\zeta=1,N} - \bar{z}_i), (\bar{z}_i - \text{Min}\{z_i^\zeta\}_{\zeta=1,N})]$ . On a noté  $\bar{z}_i$  la moyenne de  $z_i$  calculée sur la base d'apprentissage et  $\zeta$  l'indice des motifs de ce dernier.

Cette normalisation ne garantit rien pour un motif non inclus dans la base d'apprentissage. Par contre, dans le cas d'un motif de cette base, on montre que les variables normalisées  $z_i^*$  sont comprises entre -0.9 et +0.9. Elles ont toutes même ordre de grandeur.

#### • Domaine de validité d'un réseau

Un PMC est un puissant interpolateur des exemples qui lui sont fournis pendant la phase d'apprentissage. En revanche, il est un très mauvais extrapolateur. En dehors des situations correctement représentées par la base, le réseau fournit des réponses fortement erronées. La base d'apprentissage d'un réseau de neurones définit donc *le domaine de validité* du réseau. En particulier, un motif donné est en dehors de ce domaine si une de ses entrées normalisées est supérieure à 0.9 en valeur absolue (équation V.2).

Partant de cette considération, nous appliquons un critère de qualité aux calculs des réseaux sur un motif donné. Ce critère est défini positif si toutes les entrées du motif étudié sont inférieures à 0.9 en valeur absolue, et négatif sinon.

Dans le cadre des simulations climatiques d'un MCG, le rejet d'un motif pour cause de déficience du code de transfert radiatif n'est pas acceptable. La première solution à ce problème est l'accroissement de la base d'apprentissage afin de diminuer le nombre de cas que le réseau ne peut pas traiter correctement. D'autre part, dans certains cas, il est possible de diminuer de manière significative l'erreur que commet le réseau sur un motif en dehors du domaine de validité, par une correction des variables d'entrée du motif en question. Si  $z_i^*$  est une variable

d'entrée normalisée, nous définissons alors :

$$\begin{cases} z_i^{**} = -0.9 & \text{si } z_i^* < -0.9 \\ z_i^{**} = +0.9 & \text{si } z_i^* > +0.9 \\ z_i^{**} = z_i^* & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{V.3})$$

Cette normalisation impose aux variables d'entrée d'un motif *quelconque* d'être comprises entre -0.9 et +0.9. Le cas échéant, elle transforme l'information contenue dans le motif, mais permet de ramener les données dans le domaine de validité du réseau. Nous verrons dans le chapitre VII que dans certains cas cette technique suffit à conserver l'erreur des réseaux dans des limites acceptables.

### V.3.3 Modification des connexions du PMC

Les variables en entrée des réseaux de NeuroFlux sont marquées par des corrélations non négligeables, puisque la température, la concentration en vapeur d'eau et en ozone, y apparaissent sous la forme de profils verticaux. Chaque niveau est relié aux autres par des interactions importantes. Ainsi, la température à 700 *hPa* est corrélée avec celles à 750 et à 650 *hPa*.

Des 60 entrées que nous utilisons, seules trois se singularisent sur ce point : la température de surface, la concentration en dioxyde de carbone et l'émissivité de surface aux GO. Rappelons que d'importantes discontinuités entre la température de surface et celle du bas de l'atmosphère sont observées sur certaines parties du globe, comme les déserts ou les régions polaires. Pour le  $CO_2$ , étant donné l'impact faible de ses variations verticales sur les flux intégrés, nous n'utilisons que sa concentration verticale moyenne. Enfin, le manque d'observations de l'émissivité de surface aux GO amène à utiliser dans les MCG des quantités moyennes.

Or, les neurones de la première couche cachée d'un PMC filtrent les variables d'entrée. En effet ils calculent des combinaisons non linéaires des entrées. Les neurones de la couche suivante sont informés à travers ces nouvelles variables. Ce filtrage concourt à affaiblir la sensibilité du PMC à chacune de ses variables d'entrées : l'application de l'espace des entrées dans un nouvel espace empirique entâche d'erreurs les dérivées premières d'une sortie par rapport à une entrée précise du réseau. L'effet reste en général négligeable pour nos applications. Il est plus important cependant pour les trois entrées singulières : la température de surface, la concentration en dioxyde de carbone et l'émissivité de surface aux GO.

Nous avons donc été amené à modifier les connexions des neurones dans les réseaux de NeuroFlux, par rapport au PMC originel. Dans les réseaux, les trois entrées singulières sont naturellement connectées aux neurones de la couche cachée. En plus de ces connections, nous relierons toutes les sorties aux trois entrées singulières. Les neurones de la couche de sortie puisent alors leur information dans un espace où celle sur la température de surface, la concentration en dioxyde de carbone et l'émissivité de surface aux GO, n'est pas mélangée aux autres. Les liens entre ces entrées singulières et les neurones de la couche cachée sont conservés (figure V.2).

- **Exemple du dioxyde de carbone**

Pour des expériences climatiques de sensibilité, l'interconnexion des entrées au niveau de la couche cachée perturbe le calcul de façon sensible. Pour illustrer ceci, nous avons pris l'exemple du  $CO_2$ . Nous calculons avec NeuroFlux la variation des flux radiatifs en ciel clair,

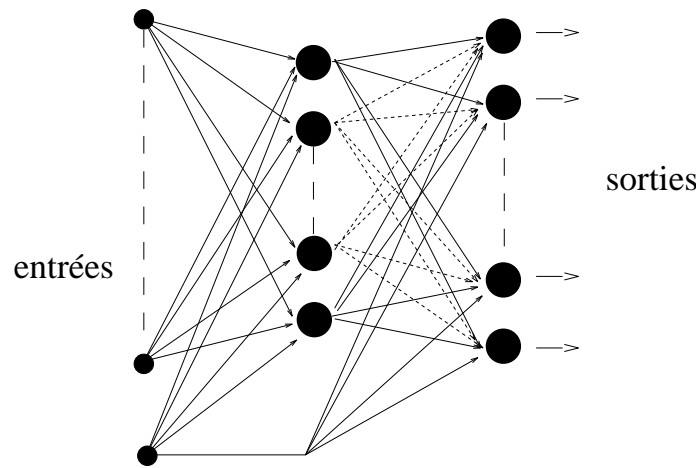


FIG. V.2 – *Modification des connexions du PMC. Une entrée singulière est reliée aux neurones de la couche de sortie, en plus de ses connexions avec la couche cachée.*

induite par un doublement de la concentration du taux de  $CO_2$  dans l'atmosphère<sup>1</sup>. L'erreur commise par NeuroFlux par rapport à son modèle de référence (ici le CBL96) est décomposée en un écart systématique (le biais) et un écart dont le comportement statistique est aléatoire (l'écart-type). Les profils moyens des flux montants et descendants calculés avec le CBL96 sont montrés sur la figure V.3(bas). Le biais et l'écart-type de l'erreur, lorsque les connexions du PMC ne sont pas modifiées, sont reportés sur la figure V.3(gauche) L'erreur commise par le réseau est marquée par des biais importants par rapport aux écarts-types.

La figure V.3(droite) montre les mêmes résultats lorsque les connexions du PMC sont modifiées suivant la technique décrite. Le profil de l'erreur est plus lisse et les biais sensiblement diminués.

## V.4 La banque de données TIGR-2

La constitution des bases d'apprentissage des 39 réseaux de NeuroFlux a formé une partie importante de notre travail, car NeuroFlux s'est révélé très sensible à leurs caractéristiques statistiques. Dans un premier temps, nous avons utilisé la banque de données TIGR-2 du LMD, avant de l'améliorer et de délivrer une nouvelle version, TIGR-3. Nous décrivons dans cette section la banque TIGR-2 en détail.

### V.4.1 Historique

La banque de données TIGR, développée au LMD, regroupe plusieurs centaines de situations atmosphériques représentatives des situations observables dans l'atmosphère terrestre.

La première version de TIGR, TIGR-1, regroupe 1207 cas. Elle a été créée en 1983 par P. Moulinier (Moulinier, 1983) pour servir de base d'initialisation au modèle d'inversion de l'équation du transfert radiatif 3I (*Improved Initialization Inversion*) du LMD (Chédin *et al.*, 1985).

Lors de plusieurs expériences de validation de 3I (voir (Flobert *et al.*, 1991) par exemple),

1. Le contexte de l'expérience est exposé au chapitre VI.

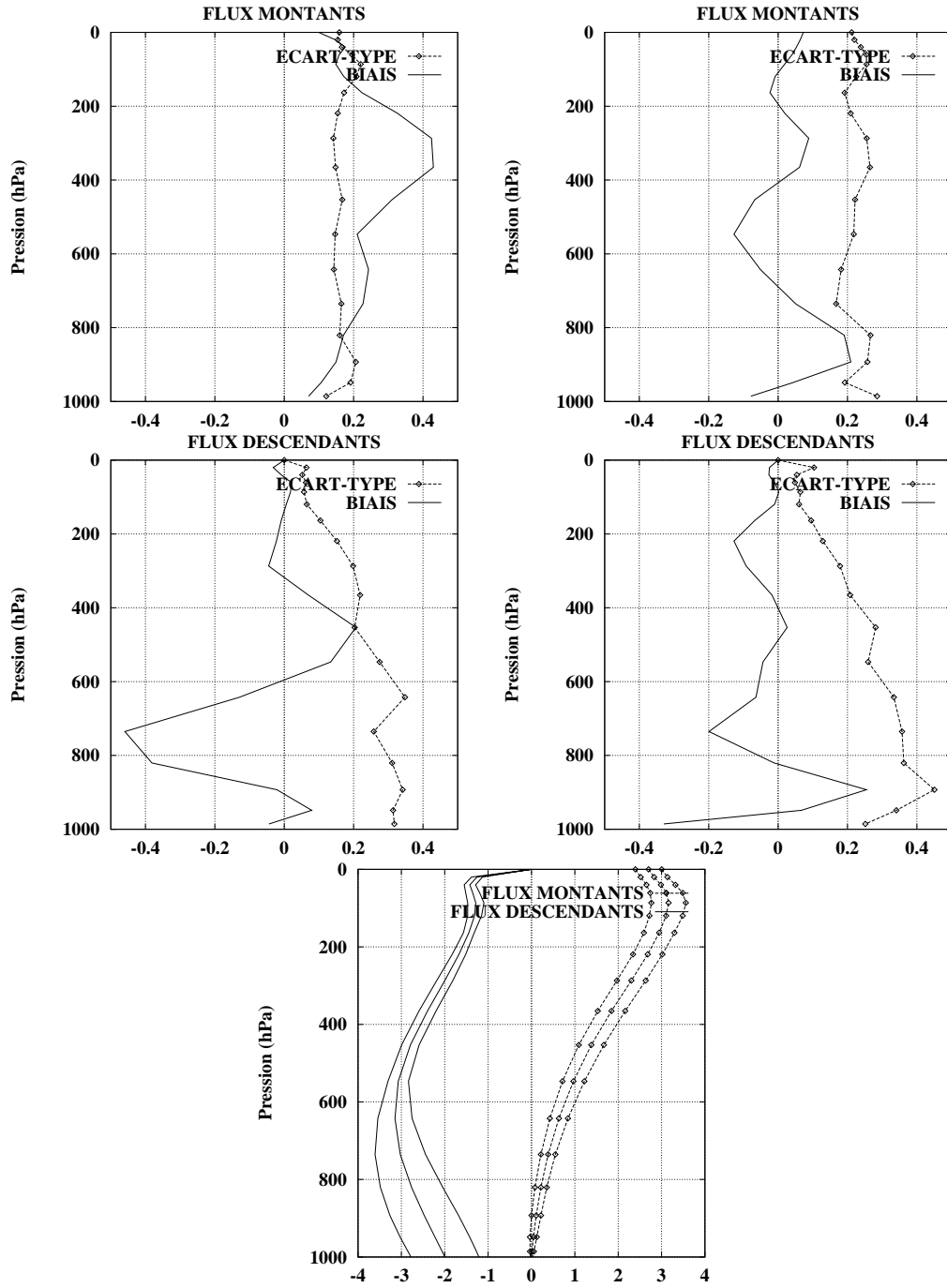


FIG. V.3 – Validation de NeuroFlux sur TIGR-1r par rapport au CBL96. La concentration de  $CO_2$  a été doublée par rapport au taux actuel. On calcule  $\delta_{CO_2} = F[CO_2 \text{ initial}] - F[2 \times CO_2]$ . Statistiques des écarts entre NeuroFlux et le CBL96 ( $\delta_{CO_2}[\text{NeuroFlux}] - \delta_{CO_2}F[\text{CBL96}]$ ). À gauche, les neurones de sortie ne sont pas reliés directement à l'entrée  $CO_2$ . À droite, les neurones de sortie sont reliés directement à l'entrée  $CO_2$ . En bas : profil de référence pour  $\delta_{CO_2}$ , calculé par le CBL96, moyen, plus ou moins un écart-type.

| indice | pression<br>(hPa) | indice | pression<br>(hPa) | indice | pression<br>(hPa) | indice | pression<br>(hPa) |
|--------|-------------------|--------|-------------------|--------|-------------------|--------|-------------------|
| 1      | 0.05              | 11     | 7.43              | 21     | 131.20            | 31     | 471.86            |
| 2      | 0.09              | 12     | 11.11             | 22     | 161.99            | 32     | 525.00            |
| 3      | 0.17              | 13     | 16.60             | 23     | 200.00            | 33     | 584.80            |
| 4      | 0.30              | 14     | 24.73             | 24     | 222.65            | 34     | 651.04            |
| 5      | 0.55              | 15     | 37.04             | 25     | 247.90            | 35     | 724.78            |
| 6      | 1.00              | 16     | 45.73             | 26     | 275.95            | 36     | 800.00            |
| 7      | 1.50              | 17     | 56.46             | 27     | 307.20            | 37     | 848.69            |
| 8      | 2.23              | 18     | 69.71             | 28     | 341.99            | 38     | 900.33            |
| 9      | 3.33              | 19     | 86.07             | 29     | 380.73            | 39     | 955.12            |
| 10     | 4.98              | 20     | 106.27            | 30     | 423.86            | 40     | 1013.00           |

TAB. V.2 – Les 40 niveaux de pression 4A.

la représentativité de la banque TIGR-1 a été mise en défaut : la banque de données ne fournissait pas toujours de situations suffisamment proches des situations étudiées.

Une seconde banque, TIGR-2, a remplacé en 1991 la précédente. 1761 situations ont été sélectionnées parmi 80 000 radiosondages pour former la nouvelle base de données. Concernant l'application de TIGR liée à 3I, TIGR-2 a nettement amélioré le nombre et la qualité des restitutions (Escobar-Munoz, 1993).

La robustesse de l'échantillonnage de TIGR-2 a aussi permis de paramétriser les liens entre plusieurs variables radiatives et géophysiques. Ainsi, dans 3I, des régressions calculées sur TIGR permettent des estimations précises de certaines variables, comme la température de surface, à partir de prédicants : les canaux TOVS. (Escobar-Munoz *et al.*, 1993) ont généralisé cette approche dans le domaine du transfert radiatif aux techniques connexionnistes, non linéaires. La construction de nombreuses bases d'apprentissage pour des réseaux de neurones avec TIGR montre encore une fois les qualités de la base : inversion des données TOVS (Escobar-Munoz *et al.*, 1993), ATOVS (Cabrera-Mercader et Staelin, 1995 ; Hervéou *et al.*, 1997), IASI (Aires *et al.*, 1998), modélisation directe (Escobar-Munoz *et al.*, 1993 ; Chérut *et al.*, 1996a). D'autres auteurs utilisent TIGR comme base de test pour l'application de leurs techniques (Stephens *et al.*, 1996 ; Xiangqian et Smith, 1996).

Dans le cadre de notre travail de modélisation du transfert radiatif, nous avons poursuivi une validation intensive de la base. Ce travail a donné lieu à une troisième version en 1997. TIGR-3 lève une partie des limitations de la base précédente liées à la vapeur d'eau.

## V.4.2 Description

### • Contenu

Destinée à servir de base sur laquelle s'appuient plusieurs modèles de transfert radiatif, TIGR regroupe trois sous-ensembles. Chacun décrit un aspect particulier des situations atmosphériques archivées :

1. Le sous-ensemble des paramètres géophysiques.

À chaque situation atmosphérique sont associés un profil vertical de température (en  $K$ ), un profil vertical de vapeur d'eau (le rapport de mélange, en  $g/g$ ) et un profil vertical

|   | angle zénithal |    | angle zénithal |
|---|----------------|----|----------------|
| 1 | 0.00           | 6  | 38.46          |
| 2 | 8.46           | 7  | 43.91          |
| 3 | 16.51          | 8  | 48.43          |
| 4 | 24.73          | 9  | 53.14          |
| 5 | 31.99          | 10 | 58.07          |

TAB. V.3 – Les angles zénithaux, en degrés, utilisés dans TIGR pour générer le sous-ensemble des températures de brillance.

| canal<br>TOVS | émissivité |      | canal<br>TOVS | émissivité |      | canal<br>TOVS | émissivité |     |
|---------------|------------|------|---------------|------------|------|---------------|------------|-----|
|               | terre      | mer  |               | terre      | mer  |               | terre      | mer |
| H1            | 1.0        | 1.0  | H11           | 1.0        | 1.0  | M1            | 1.0        | 1.0 |
| H2            | 1.0        | 1.0  | H12           | 1.0        | 1.0  | M2            | 1.0        | 1.0 |
| H3            | 1.0        | 1.0  | H13           | 0.91       | 0.97 | M3            | 1.0        | 1.0 |
| H4            | 1.0        | 1.0  | H14           | 0.93       | 0.98 | M4            | 1.0        | 1.0 |
| H5            | 1.0        | 1.0  | H15           | 1.0        | 1.0  |               |            |     |
| H6            | 1.0        | 1.0  | H16           | 1.0        | 1.0  |               |            |     |
| H7            | 0.98       | 0.98 | H17           | 1.0        | 1.0  |               |            |     |
| H8            | 0.96       | 0.98 | H18           | 1.0        | 1.0  |               |            |     |
| H9            | 0.96       | 0.98 | H19           | 0.88       | 0.96 |               |            |     |
| H10           | 0.93       | 1.0  | H20           | 0.88       | 0.96 |               |            |     |

TAB. V.4 – Les émissivités de surface utilisées dans TIGR pour générer le sous-ensemble des températures de brillance.

d'ozone (le rapport de mélange, en  $g/g$ ). Chaque profil est décrit sur les 40 niveaux de pression 4A (tableau V.2), répartis entre 0.05 et 1013  $hPa$ . Toutes les situations sont issues de mesures de radiosondes. Sont donc aussi archivées la localisation géographique, longitude et latitude, et la date d'observation de chacune. Les profils d'ozone proviennent d'une climatologie (McPeters *et al.*, 1984), ou, le cas échéant, directement des radiosondages.

## 2. Le sous-ensemble des températures de brillance.

Connaissant la description thermodynamique d'une situation atmosphérique et la fonction d'appareil des canaux de mesure d'un satellite, on peut calculer avec un modèle de transfert radiatif les luminances que mesurerait ce satellite, s'il observait la situation. Les luminances sont souvent converties en *températures de brillance*. La température de brillance équivalente à une luminance donnée est égale à la température du corps noir qui émettrait la même luminance. Le sous-ensemble des températures de brillance de TIGR regroupe ainsi les températures de brillance TOVS, calculées par 4A, et correspondant aux profils archivés dans le premier sous-ensemble observés dans différentes conditions. 10 valeurs de la pression au sol, 10 angles de vue du satellite et deux types d'émissivité (terre et mer) ont été utilisés. Les 19 valeurs de la pression au sol sont les 10 niveaux de pressions des 10 couches 4A les plus bas (tableau V.2), ainsi que les 9 niveaux de pressions au milieu de ces couches. Les 10 angles de vues sont donnés dans le tableau V.3 et les valeurs des émissivités dans le tableau V.4. Pour la mer, la pression de surface  $P_s = 1013 \text{ hPa}$  suffit à traiter tous les cas possibles. Au total, à chaque situation sont donc associés  $19 \times 10 + 10 = 200$  jeux de températures de brillance TOVS<sup>2</sup>.

## 3. Le sous-ensemble des transmissions.

Pour chacune des 39 couches atmosphériques 4A, sont aussi archivées les transmissions calculées par 4A lors de la détermination des températures de brillance TOVS. Dans le système 3I, ces transmissions servent à un calcul approché des dérivées partielles des températures de brillance par rapport aux températures à un niveau de pression choisi ou à la surface (les *jacobiens*).

Des trois sous-ensembles de TIGR, un seul correspond à des observations réelles, les deux autres sont des ensembles synthétiques déduits du premier. On notera qu'afin d'utiliser TIGR pour la prochaine génération de sondeurs, ATOVS, AIRS et IASI, d'autres sous-ensembles de TIGR ont été constitués.

### • Division en classes de masses d'air

Les météorologues ont observé que les diverses situations climatiques terrestres peuvent être regroupées sous quelques grands types de masses d'air. Ainsi, chacune des situations archivées dans TIGR a été associée à une classe de masses d'air. Ce classement a suivi plusieurs évolutions.

La classification initiale de TIGR-1 ne repose que sur la latitude des radiosondages. Une classe tropicale est définie entre les latitudes  $30^\circ S$  et  $30^\circ N$ . La classe tempérée concerne les situations dont la latitude est comprise entre  $60^\circ S$  et  $30^\circ S$  ou entre  $30^\circ N$  et  $60^\circ N$ . Les latitudes

---

2. On peut remarquer que pour certaines des situations atmosphériques, il existe des mesures réelles TOVS en coïncidence spatio-temporelle et sous un angle précis. Leur archivage dans TIGR à la place des températures de brillance calculées par 4A aurait nui cependant à l'homogénéité de la banque.



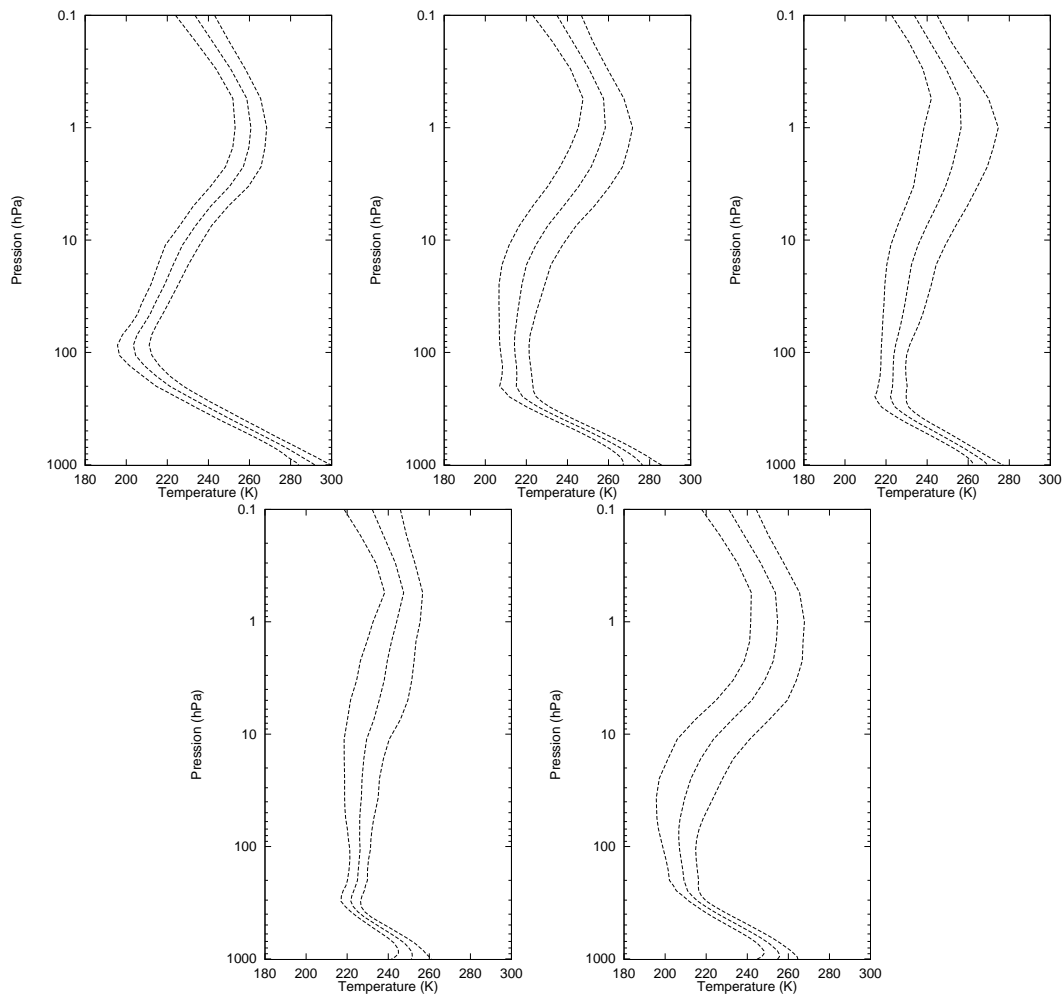


FIG. V.4 – Profils de température moyens de TIGR-2, encadrés par les deux profils obtenus en ajoutant ou retranchant un écart-type en température à chaque niveau. En haut, de gauche à droite : classes tropicale, tempérée 1 et tempérée 2. En bas, de gauche à droite : classes polaire 1 et polaire 2.

restantes concernent la classe polaire. (Bréon, 1989) a modifié la répartition de ces trois classes par une Analyse en Composantes Principales sur les profils de température.

Pour TIGR-2, (Achard, 1991) a mis en évidence une division en cinq classes de masses d'air. Elle a utilisé pour cela une Classification Ascendante Hiérarchique et des critères physiques, comme la hauteur de la tropopause. La figure V.4 montre les profils de température moyens dans chacune des classes. La figure V.5 illustre leur répartition sur le globe.

- La classe de masses d'air *tropicale* regroupe 322 situations. Ce sont les plus chaudes, donc les plus humides. Leur tropopause élevée, vers 80 - 100 hPa, est très marquée. La classe couvre toutes les latitudes entre 30°S et 30°N et s'étend vers l'hémisphère d'été sur une dizaine de degrés de latitude.
- La classe de masses d'air *tempérée 1* comprend 388 situations. L'inversion de température de la tropopause est moins élevée : elle s'établit vers 200 - 300 hPa. Cette classe entoure les masses d'air tropicales.

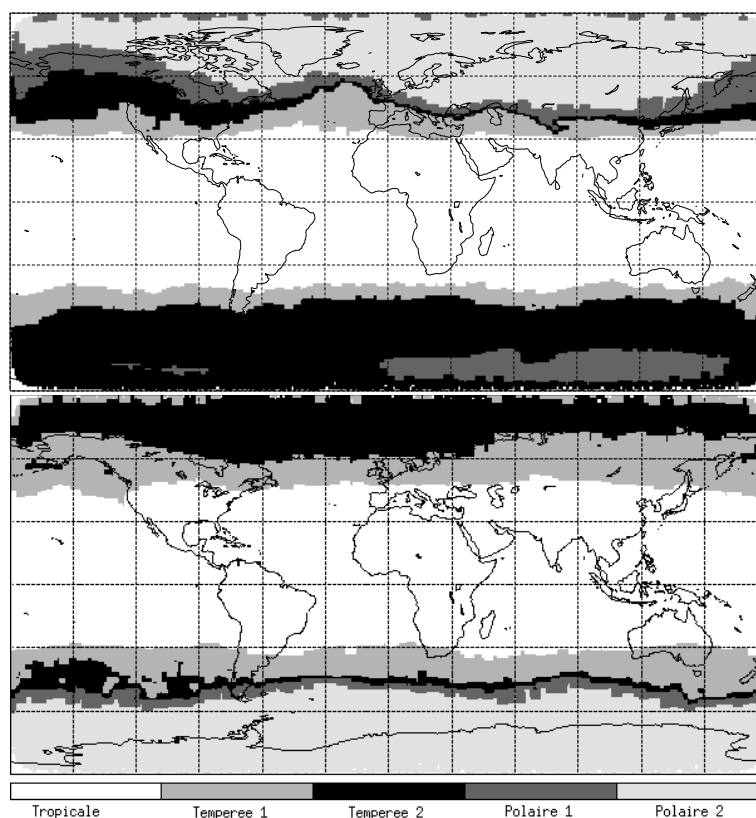


FIG. V.5 – Répartition moyenne des classes de masses d'air de TIGR pendant les mois de janvier 1987 (haut) et juillet 1987 (bas). Données 3I/ TOVS.

- Les 354 situations de la classe *tempérée 2* ont une température à 1013 *hPa* plus basse, moins de 270 *K* au lieu de 275 *K* pour la classe *tempérée 1* en moyenne. La tropopause est aussi plus basse. La classe *tempérée 2* est largement présente dans l'hémisphère d'été, moins dans l'hémisphère d'hiver.
- La classe de masses d'air *polaire 1*, 104 situations, comprend de nombreuses inversions de température dans les niveaux les plus bas, ceux de la *couche limite*, et des températures de surface faibles, 250 *K* en moyenne. Elle est marquée par une tropopause relativement chaude et basse. Cette classe est relativement peu observée sur le globe. On la trouve au-dessus du continent antarctique en été austral, et quelque fois dans les régions de latitude moyenne dans l'hémisphère d'hiver.
- Les 593 situations de la classe de masses d'air *polaire 2* ont des profils de température analogues à ceux de la classe *polaire 1*, dans le bas de la troposphère. Par contre, leurs caractéristiques à la tropopause et dans la stratosphère sont fortement hétérogènes. Cette classe couvre les latitudes les plus élevées de l'hémisphère d'hiver.

## V.5 Utilisation de TIGR-2 pour construire les bases d'apprentissage

Dans un premier temps, les bases d'apprentissage de NeuroFlux ont été construites à partir de TIGR-2. Les validations de NeuroFlux ayant mis en avant les faiblesses de la représentativité de la banque de données, nous avons cherché à étendre TIGR-2 par la création de profils artificiels à partir des profils initiaux. Cette section relate les résultats obtenus et leur analyse.

L'estimation de la qualité des bases d'apprentissage a été faite de la manière suivante. La description radiative aux GO des bases a été calculée avec le CBL96. Ensuite, les performances du modèle neuronal (NeuroFlux) reposant sur ces bases ont été quantifiées sur un ensemble de situations : les sorties de NeuroFlux ont été comparées avec celles du CBL96. Les différences entre les deux approches étaient souhaitées aussi petites que possible. Pour former cette banque de données de test, nous avons utilisé plusieurs centaines de milliers de situations atmosphériques issues de la ré-analyse des données satellitales TOVS avec le modèle d'inversion 3I (Chédin *et al.*, 1985).

En ciel nuageux, NeuroFlux utilise jusqu'à 39 réseaux de neurones, alors que ses calculs en ciel clair ne reposent que sur un seul réseau, «RN-Cr». Afin d'isoler les performances de RN-Cr, nous ne présentons ici que des calculs en ciel supposé clair, c'est-à-dire sans nuages. Toute l'eau est supposée rester sous forme de vapeur, quelle que soit l'humidité relative dans l'atmosphère. Le relief, que nous prenons en compte en introduisant un nuage opaque au niveau du sol, est aussi supprimé : les profils de température et de vapeur d'eau des situations dont la pression au sol est comprise entre 950 et 1013 *hPa* sont extrapolés jusqu'à 1013 *hPa*. Les situations dont la pression au sol est inférieure à 950 *hPa* ne sont pas prises en compte dans les calculs. Nous présentons donc des calculs théoriques. Ils sont uniquement destinés à mettre en évidence les propriétés des différentes bases d'apprentissage que nous avons constituées.

NeuroFlux calcule 40 flux montants et descendants aux GO. Pour la clarté de la présentation, nous ne montrons ici que les cartes mondiales correspondant au calcul du flux sortant

FIG. V.6 – Différence quadratique moyenne entre le calcul des flux par le CBL96 et par NeuroFlux (apprentissage avec TIGR-2), en  $W.m^{-2}$ , 861 radiosondages (TIGR-1).

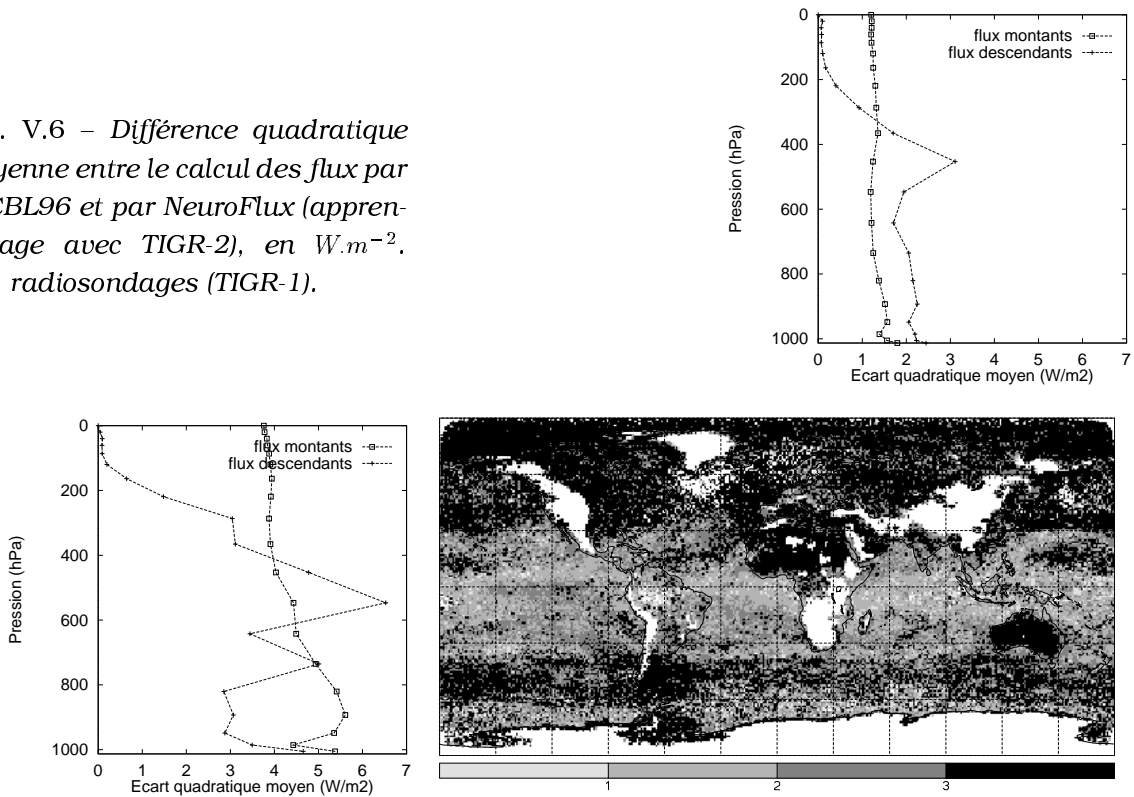


FIG. V.7 – À gauche: différence quadratique moyenne entre le calcul des flux par le CBL96 et par NeuroFlux (apprentissage avec TIGR-2), en  $W.m^{-2}$ , à partir des ré-analyses 3I-TOVS. À droite: carte des différences pour le calcul de l'OLR. Janvier 1987 a.m., ciel supposé clair.

au sommet de l'atmosphère. Pour désigner celui-ci, nous utilisons l'acronyme anglo-saxon consacré: OLR (pour *Outgoing Longwave Radiation*). À notre connaissance, aucune traduction française n'est usitée dans la littérature.

Les résultats concernant les autres flux apparaissent sous la forme de deux profils verticaux mondiaux moyens: l'un pour les flux montants, l'autre pour les flux descendants.

### V.5.1 Utilisation directe de TIGR-2

La première base d'apprentissage était formée de TIGR-2 (Chevallier, 1994 ; Chérut *et al.*, 1996a). La figure V.6 montre les différences entre le calcul des flux par le CBL96 et ceux calculés par NeuroFlux, pour 861 radiosondages provenant de TIGR-1, non inclus dans TIGR-2. Les différences sont comprises entre 1.2 et 1.8  $W.m^{-2}$  pour les flux montants. Pour les flux descendants, elles sont inférieures à 2.5  $W.m^{-2}$  flux descendants, sauf à 450 hPa où l'erreur atteint 3.2  $W/m^2$ . L'erreur à 450 hPa est fortement corrélée à l'insuffisance de l'échantillonnage en vapeur d'eau de TIGR-2 (Chevallier, 1994).

Des tests sur un mois de données 3I/ TOVS montrent des différences plus importantes (figure V.7). Elles sont comprises en moyenne entre 4 et 6  $W.m^{-2}$  pour  $F^\uparrow$  et dépassent 6.5  $W.m^{-2}$  pour  $F^\downarrow$ . La carte des différences pour le calcul du flux sortant (OLR) est zonale: la bande tropicale, à l'exception notable des déserts chauds et d'une partie de la «warm pool» dans le Pacifique Ouest, est mieux rendue que les zones tempérées et polaires. L'étude du calcul de l'OLR montre une forte corrélation entre les erreurs et les différences de température  $\theta_1 - \theta_s$ .

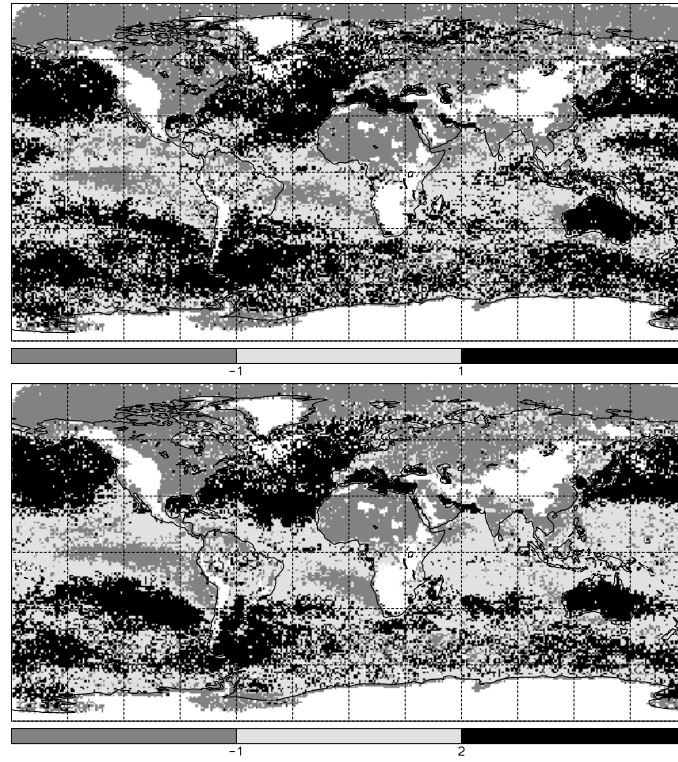


FIG. V.8 – En haut : différence moyenne entre le calcul des flux par le CBL96 et par NeuroFlux (apprentissage avec TIGR-2), en  $W.m^{-2}$ , à partir des ré-analyses 3I-TOVS. En bas : carte des différences  $\theta(1013hPa) - \theta(1009hPa)$ , en K. Janvier 1987 a.m., ciel supposé clair.

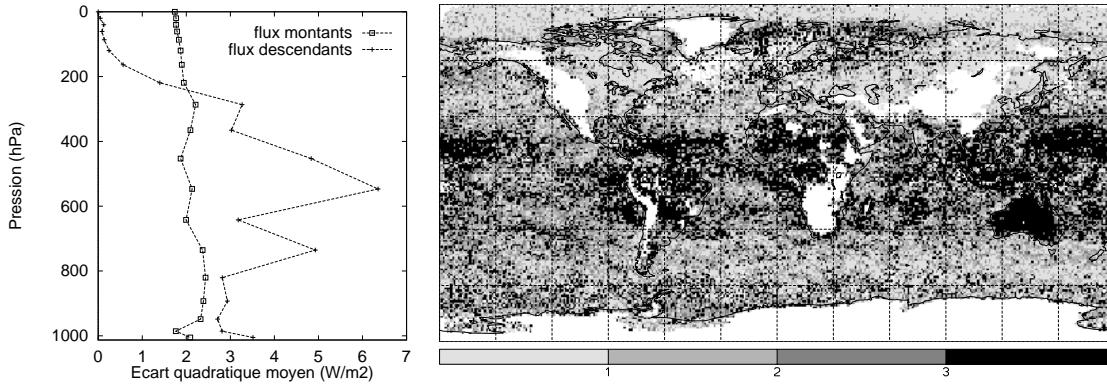


FIG. V.9 – À gauche : différence quadratique moyenne entre le calcul des flux par le CBL96 et par NeuroFlux (apprentissage avec TIGR-2, avec une température de surface aléatoire), en  $W.m^{-2}$ , à partir des ré-analyses 3I-TOVS. À droite : carte des différences pour le calcul de l'OLR. Janvier 1987 a.m., ciel supposé clair.

entre les niveaux de pression  $P_s = 1013 \text{ hPa}$  et  $P_1 = 1009 \text{ hPa}$  (cartes V.8). Dans les fichiers TIGR, l'absence de températures de surface différentes de celles du bas de l'atmosphère se traduit par des erreurs importantes lors de la phase de généralisation.

### V.5.2 Introduction d'une température de surface dans TIGR-2

À la suite des constatations précédentes, nous avons introduit dans TIGR-2 des températures de surface différentes de celles du bas de l'atmosphère. Au lieu de le faire à l'aide d'une climatologie, nous avons choisi d'utiliser une loi de répartition équiprobable de  $\theta_s$  autour de  $\theta_0$ , entre des limites physiquement raisonnables :

$$\theta_s = \theta_0 + 10 \cdot \epsilon_1 \quad (V.4)$$

$\epsilon_1$  est un nombre aléatoire entre -1 et +1. Cette répartition équiprobable favorise l'apprentissage des situations rares par le réseau de neurones.

Afin d'augmenter le nombre de motifs des lots d'apprentissage, et donc de mieux contraindre le réseau, nous avons dupliqué les 1761 motifs de TIGR-2 de manière à former une base de  $2 \times 1761 = 3522$  situations. À chacune des 3522 situations de la nouvelle base, une température de surface a été attribuée par la règle V.4.

L'amélioration des résultats pour le calcul du flux montant est visible sur la figure V.9(gauche). L'erreur moyenne par niveau de pression est comprise entre 1.5 et 2.5  $W.m^{-2}$ . Ceci est comparable aux écarts obtenus sur TIGR-1 (figure V.6). Les résultats ne changent pas pour le calcul du flux descendant sauf pour les deux derniers niveaux dans le bas de l'atmosphère. Ce résultat est surprenant au premier abord, car les températures de surface n'apparaissent pas dans l'expression du flux descendant. Il signifie que la mauvaise représentativité de la base précédente en ce qui concerne la température de surface, perturbait le calcul. En effet, l'interconnexion des entrées des réseaux de neurones au niveau de la couche cachée induit une sensibilité de toutes les sorties à toutes les entrées, même si elles sont physiquement indépendantes.

La carte des différences pour le calcul de l'OLR (figure V.9(droite)) révèle cependant une répartition inégale des erreurs. Le traitement de la bande tropicale par le modèle neuronal

est dégradé. L'introduction de températures de surface dans la classe tropicale a perturbé l'apprentissage pour ce type de motifs. Les erreurs y dépassent fréquemment  $3 \text{ W.m}^{-2}$ . Dans les régions tempérées et polaires, elles se répartissent plutôt autour de  $1 \text{ W.m}^{-2}$ .

### V.5.3 Accroissement artificiel de TIGR-2

Quelle que soit la base d'apprentissage utilisée jusqu'ici, les régions humides de la bande tropicale, comme le nord de la «warm pool», ou sèches, comme les régions de stratocumulus à l'Ouest des continents, sont mal rendues. La faiblesse de l'échantillonnage de TIGR-2 en vapeur d'eau est ici mise en évidence.

Pour y remédier, nous avons augmenté le nombre de profils de la classe tropicale. Statistiquement, la classe tropicale couvre plus du tiers du globe (figure V.5). Les observations y montrent une grande variabilité de la vapeur d'eau. Or, la classe tropicale ne représente que 18% du total des situations de TIGR-2. Cette faiblesse numérique contribue à dégrader les résultats.

Une première solution consiste à introduire de nouveaux motifs par déformation des profils de TIGR-2. Ainsi, pour chacun des 322 motifs de la classe tropicale de TIGR-2, nous avons généré un autre motif sur les critères suivants :

- Le profil de température est déduit de celui du motif initial par l'homothétie de rapport  $r_T = (1 + \epsilon_2 * 0.02)$ , où  $\epsilon_2$  est un nombre aléatoire sélectionné entre -1 et +1. La correction en température maximale avoisine  $4 \text{ K}$  dans le haut de l'atmosphère et  $6 \text{ K}$  dans le bas.
- Le profil de vapeur d'eau est déduit de celui du motif initial par l'homothétie de rapport  $r_{VE} = (1 + \epsilon_2 * 0.1)$ , où  $\epsilon_2$  est le même que celui pour la température. L'écart entre les deux profils, initial et synthétique, peut atteindre  $2.10^{-3} \text{ g/g}$  à la surface. Un contrôle de la sursaturation ramène les températures de point de rosée en dessous de  $2 \text{ K}$  de dépassement de la température sur un même niveau de pression.
- Le profil d'ozone est le même que celui du motif initial.

Le motif synthétique est donc compris dans une enveloppe de 2% autour du profil de température du motif initial, et de 10% autour du profil de vapeur d'eau de celui-ci. Ces deux valeurs ont été choisies empiriquement après essai de plusieurs couples.

Cette classe tropicale artificielle comprend donc  $2 \times 322 = 644$  motifs. Les températures de surface ont été introduites par la méthode exposée au paragraphe précédent. La base d'apprentissage contient alors  $2 \times (1761 + 322) = 4166$  motifs.

Les résultats pour le calcul des flux par NeuroFlux utilisant cette nouvelle base apparaissent sur la figure V.10. La répartition des erreurs est plus régulière que dans les cas précédents (voir figure V.9). Cependant, le nord de la «warm pool» dans le Pacifique Ouest, la zone de stratocumulus à l'Ouest du Pérou, la Zone de Convergence Inter-Tropicale (ZCIT) dans l'Atlantique, et l'Australie, bien que sensiblement améliorées ressortent encore.

### V.5.4 Construction d'une nouvelle classe tropicale par tirage aléatoire

Le choix d'un accroissement de TIGR-2 par homothétie du profil initial complet n'apporte aucune forme verticale nouvelle à la base. Pour remédier à cette faiblesse, nous avons cherché à construire une classe tropicale à partir de profils synthétiques, produits de tirages aléatoires et de contraintes physiques uniquement. En nous affranchissant des observations,

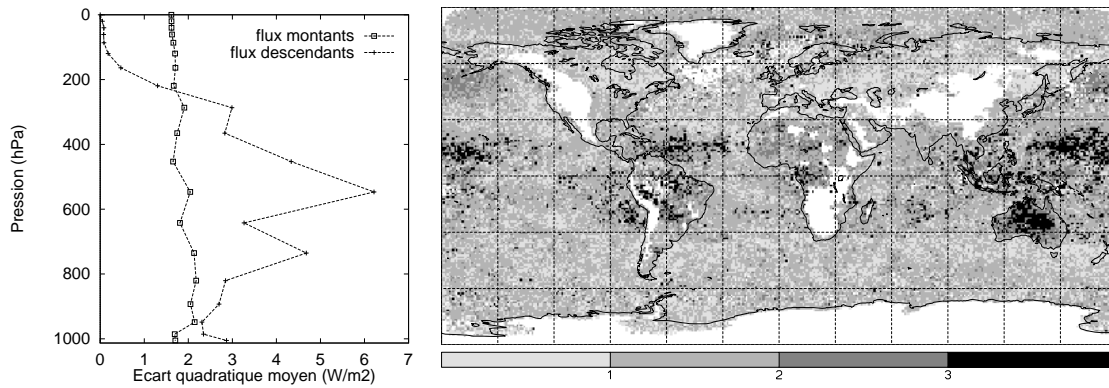


FIG. V.10 – À gauche : différence quadratique moyenne entre le calcul des flux par le CBL96 et par NeuroFlux (apprentissage avec TIGR-2 artificiellement accru), en  $W.m^{-2}$ , à partir des réanalyses 3I-TOVS. À droite : carte des différences pour le calcul de l'OLR. Janvier 1987 a.m., ciel supposé clair.

nous évitons l'échantillonnage en deux étapes de TIGR-1 et TIGR-2 : d'abord collection d'observations, puis échantillonnage. Le but de TIGR est l'archivage de situations possibles, mais non forcément réelles. À partir des valeurs possibles de la température, de la vapeur d'eau et des dérivées premières et secondes des profils, il est possible de tracer aléatoirement des motifs comprenant un profil de température et un profil de vapeur d'eau.

Nous avons donc extrait les valeurs minimales et maximales de ces deux quantités, de leurs dérivées première et seconde, sur chacun des 40 niveaux de pression 4A, de la base TIGR-2. Partant du bas de l'atmosphère, et allant jusqu'au sommet, l'algorithme tire au sort une température à chaque niveau jusqu'à ce qu'elle soit possible, au regard des limites archivées des dérivées premières et secondes. Il recommence ensuite pour la vapeur d'eau.

Malgré l'équiprobabilité des tirages dans les limites imposées, l'algorithme ne parvient pas à une répartition régulière des températures sur chaque niveau (figure V.11). En effet, nous constatons qu'à partir de 800  $hPa$ , l'algorithme est amené à choisir surtout des températures chaudes. L'effet s'atténue au-dessus de 400  $hPa$ , mais le passage de la tropopause brise à nouveau la symétrie. Ce n'est qu'au sommet que l'on retrouve une distribution régulière.

Faire commencer l'algorithme par le sommet de l'atmosphère amène à des constatations analogues. Débuter dans le milieu de l'atmosphère n'améliore pas non plus les histogrammes. Les bornes extraites de TIGR-2 prennent en compte des situations extrêmes. Elles multiplient les cas où l'algorithme, une fois une partie du profil tracé, n'a de choix que dans une bande de température restreinte. Nous avons donc abandonné cette voie.

## V.6 Analyse critique de l'échantillonnage de TIGR-2

Considérant les limites atteintes par NeuroFlux dans le cadre d'une utilisation de TIGR-2 pour construire les bases d'apprentissage, nous avons choisi de reprendre le travail sur TIGR en amont. Pour cela, une analyse critique de la méthode d'échantillonnage de TIGR-2 est nécessaire. En particulier, nous voulons répondre aux questions suivantes :

- Sur quels principes la méthode d'échantillonnage de TIGR-2 a-t-elle reposé?



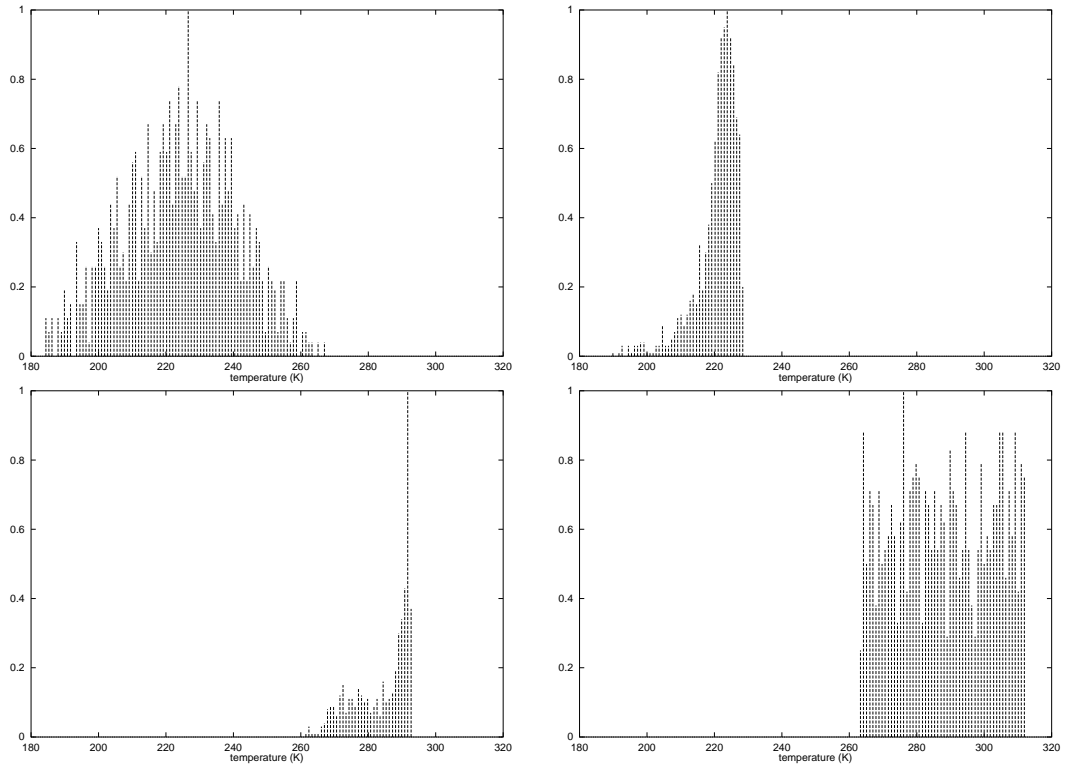


FIG. V.11 – Histogrammes (140 classes) de températures dans le fichier artificiel. En haut à gauche: température à 0.05 hPa. En haut à droite: température à 100 hPa. En bas à gauche: température à 650 hPa. En bas à droite: température à 1013 hPa.

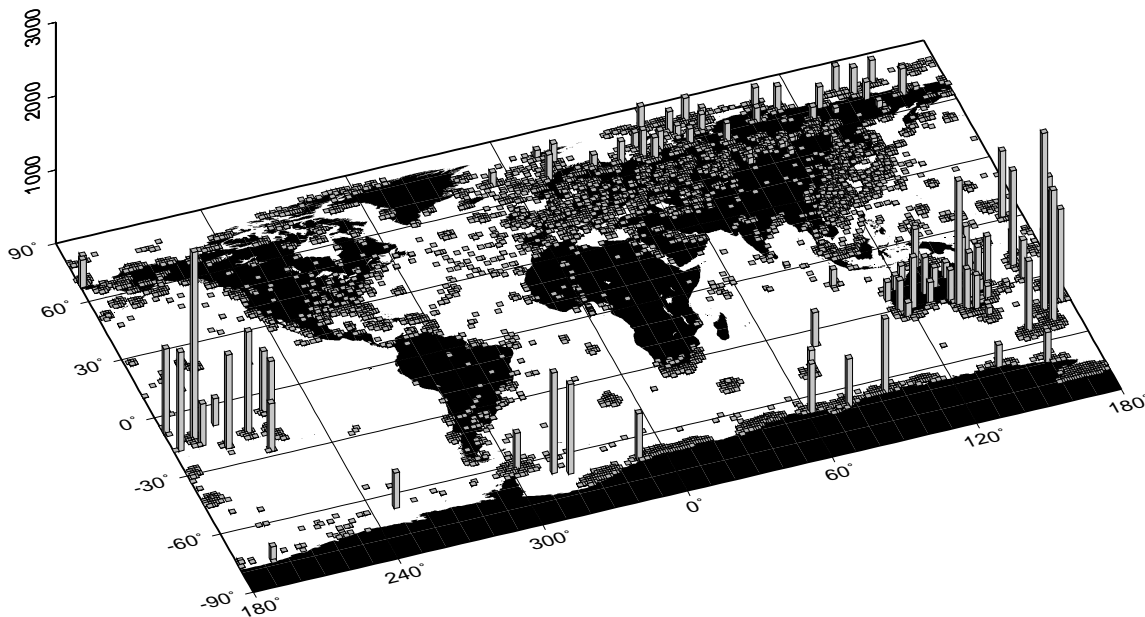


FIG. V.12 – Histogramme ( $1^\circ \times 1^\circ$ ) de la localisation géographique des 80 000 radiosondages utilisés pour TIGR-2

- Certaines propriétés importantes de TIGR-2 découlent de la méthode choisie. Quelles sont-elles?

### V.6.1 Principe de la méthode d'échantillonnage de TIGR-2

#### • Des méthodes d'échantillonnage

Une méthode d'échantillonnage consiste à extraire d'un univers statistique, une fraction représentative, pour apprendre quelque chose sur cet univers. Toute estimation fondée sur l'observation d'un échantillon peut être proche ou lointaine des caractéristiques de l'univers, suivant la méthode employée. La plupart des méthodes exposées dans la littérature (voir par exemple (Cochran, 1977 ; Hájek, 1981 ; Scheaffer *et al.*, 1990 ; Tryfos, 1996)) sont des échantillonnages statistiques et reposent sur des tirages aléatoires. On peut montrer en effet que la moyenne et les proportions d'un échantillon sélectionné par un tirage aléatoire simple sont des estimateurs non biaisés de ceux de l'univers étudié. L'estimation des autres caractéristiques de la population peut amener à modifier la méthode (voir par exemple (Rao, 1969) pour l'estimation des paramètres d'une régression linéaire). Des conditions particulières liées aux contraintes techniques conduisent à utiliser d'autres méthodes encore. Un sondage aléatoire stratifié est parfois moins coûteux qu'un sondage aléatoire. Mais alors l'estimateur non biaisé de la moyenne de l'univers est une moyenne pondérée de la moyenne de l'échantillon. Si on prend l'exemple du sondage d'une population démographique, le statisticien peut choisir le département, la ville, puis le quartier, comme strates successives.

#### • La méthode d'échantillonnage choisie pour TIGR-2

La méthode utilisée pour TIGR-1 et TIGR-2 se distingue nettement de celles évoquées dans le paragraphe précédent. Elle se divise en deux étapes. Les stations de radiosondage du globe représentent déjà un premier échantillonnage, soit ECH1, des situations atmosphériques ob-

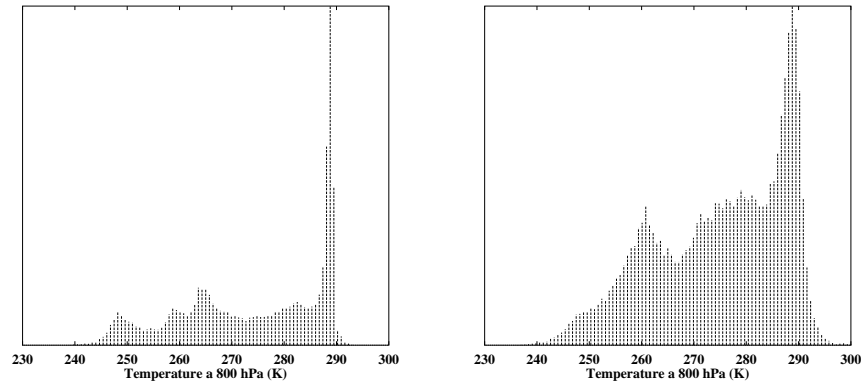


FIG. V.13 – À gauche : histogramme (100 classes) de la température à 800 hPa observée pendant le mois de janvier 1988 (données 3I/ TOVS, environ 400 000 situations). À droite : histogramme (100 classes) de la température à 800 hPa dans les 80 000 radiosondages utilisés pour constituer TIGR-2.

servables. Nous avons vu que TIGR-1 a été créé à partir d'un ensemble de 6600 radiosondages. Pour TIGR-2, 150 000 radiosondages ont été rassemblés. Une série de tests de qualité automatiques n'en a retenu que 80 000 : contrôle de vraisemblance des valeurs des températures et de la vapeur d'eau et exigence d'un nombre de points de mesure suffisant.

L'inégale répartition géographique de ces mesures, inhérente aux radiosondages (voir figure V.12, dans le cas de TIGR-2), limite la représentativité de cette base de données. Pour illustrer ceci, nous prenons l'exemple de la température à 800 hPa. La figure V.13 montre la répartition de cette variable dans les 80 000 radiosondages qu'a utilisés J. Escobar. On la comparera, sur la même figure, aux résultats issus de l'analyse par 3I des observations du sondeur TOVS effectuées pendant un mois d'hiver boréal. Les deux histogrammes présentent tous les deux un pic très prononcé à 290 K, associé à une aile allant jusqu'à 230 K. Cependant, les proportions sont différentes dans les deux cas. Le pic à 290 K est nettement plus important dans les données 3I/ TOVS, puisque les fortes valeurs de la température se rencontrent surtout sur les mers, et que la couverture maritime des radiosondages est très éparse. On remarque en outre que les températures comprises entre 245 K et 255 K sont peu représentées dans les 80 000 radiosondages par comparaison aux valeurs issues de l'observation satellitaire.

Il apparaît que les méthodes statistiques aléatoires ne sont pas adaptées pour la suite du processus d'échantillonnage, puisque les propriétés statistiques de l'atmosphère sont filtrées, déformées par les stations de radiosondage. P. Moulinier et J. Escobar se sont donc orientés vers une méthode d'échantillonnage topologique itérative. Nous l'appelons ECH2 pour la différencier de la première étape de la constitution de TIGR. Nous la décrivons à présent.

On appelle  $F$  le fichier initial et  $N$  le nombre de ses motifs. Pour TIGR-1 (1984),  $N = 6600$ . Pour TIGR-2 (1991),  $N = 80\,000$ .  $E$  est le fichier échantillonné ( $E \subset F$ ). Si les radiosondages évoluent dans un espace  $\mathbb{R}^p$ , on définit une distance euclidienne  $D$  de  $\mathbb{R}^p \times \mathbb{R}^p$  dans  $\mathbb{R}$ . Le processus d'échantillonnage de  $F$  est le suivant :

- À l'étape 1 de l'échantillonnage, une première situation  $s_1$  est sélectionnée dans  $F$ , retirée de  $F$  et archivée dans le fichier  $E$ .
- À l'étape  $i$ ,  $1 < i \leq N$ , une situation  $s_i$  est sélectionnée dans  $F$ , et retirée de  $F$ .  $d$  étant un paramètre fixé au départ par l'opérateur, l'algorithme teste la condition :

$$\text{Min}_{s_j \in E} [D(s_i, s_j)] > d, \quad (\text{V.5})$$

Si elle est vérifiée,  $s_i$  est archivée dans  $E$ . Sinon  $s_i$  est rejetée.

- **Choix de la distance D**

P. Moulinier (1984) a utilisé une distance  $D_\theta^1$  définie par :

$$D_\theta^1(s_i, s_j) = \sum_{n=1}^{10} (CP_n(s_i) - CP_n(s_j))^2 \quad (\text{V.6})$$

$CP_n(s_i)$  ( $CP_n(s_j)$ ) est la  $n^e$  composante principale de  $s_i$  ( $s_j$ ), dans l'Analyse en Composantes Principales (ACP) sur les profils de température. Seuls dix axes principaux d'inertie ont été conservés.

J. Escobar (1991) s'est affranchi du filtrage par ACP de  $D_\theta^1$  et a choisi la distance euclidienne normée suivante :

$$D_\theta^2(s_i, s_j) = \frac{1}{n_2 - n_1 + 1} \sum_{n=n_1}^{n_2} \left( \frac{\theta_i(n) - \theta_j(n)}{\sigma(n)} \right)^2 \quad (\text{V.7})$$

$\theta_i(n)$  ( $\theta_j(n)$ ) est la température au niveau de pression  $n$  de  $s_i$  ( $s_j$ ).  $\sigma(n)$  est l'écart-type de la température au niveau  $n$  calculé sur TIGR-1, pour la classe de latitude du motif  $j$ .  $n_1$  et  $n_2$  sont les niveaux de température entre lesquels on calcule la distance.

$D_\theta^1$  et  $D_\theta^2$  ne prennent en compte que le profil de température des situations atmosphériques. La principale différence entre les deux distances est le filtrage par ACP de  $D_\theta^1$ .  $D_\theta^2$  est plus sensible aux détails des profils. L'algorithme de J. Escobar demande aussi plus de calculs.

## V.6.2 Propriétés de la méthode d'échantillonnage de TIGR-2

Nous passons maintenant en revue un certain nombre de caractéristiques de TIGR-2 issues des propriétés de la méthode d'échantillonnage choisie.

- **La méthode et la reconnaissance de formes**

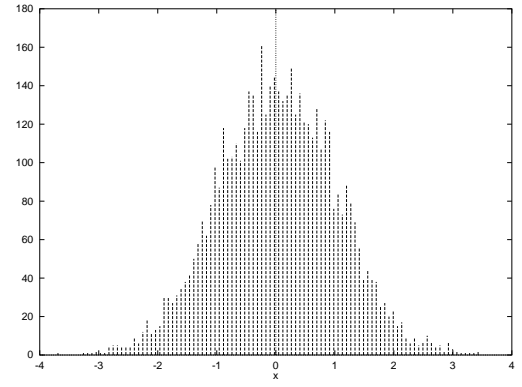
TIGR a d'abord été formé pour servir de base d'initialisation au système 3I par reconnaissance de formes. Dans cette application, on cherche pour une situation atmosphérique quelconque  $s$  une situation suffisamment proche dans TIGR. On veut donc que :

$$\forall s, \exists s' \in TIGR, D(s, s') < \epsilon \quad (\text{V.8})$$

$D$  est une distance euclidienne, et  $\epsilon$  un paramètre fixé. L'analogie avec l'équation V.5 qui est à la base de la procédure d'échantillonnage, montre la pertinence du mode de constitution de TIGR avec cette finalité. Il permet de restreindre le nombre de situations dans la base, et donc le temps de calcul de la reconnaissance de formes, tout en garantissant une densité de situations suffisante au regard de  $D$ .

- **La paramétrisation des liens entre plusieurs variables**

FIG. V.14 – *histogramme (100 classes) des 5000 observations aléatoires d'un processus gaussien centré, d'écart-type unité.*



Le principe des régressions utilisées par 3I, ainsi que celui des différents réseaux de neurones, est de paramétriser une fonction, linéaire pour ces régressions, non-linéaire pour les réseaux, à l'aide d'une base d'exemples. Or la méthode d'échantillonnage choisie pour TIGR a pour effet de tendre vers une densité de probabilité identique dans la banque pour les situations peu observées comme pour les situations fréquemment observées. Les paramétrisations basées sur TIGR prennent donc bien en compte les situations extrêmes. Ce qui est souhaitable pour une utilisation de TIGR dans le cadre de méthodes opérationnelles.

#### • Effet de la méthode sur la moyenne et l'écart-type du fichier initial

Nous avons voulu analyser l'effet de la méthode sur les caractéristiques statistiques, la moyenne et l'écart-type, des variables représentant les motifs. Nous utilisons à cet effet un exemple de variable simple. Les phénomènes physiques, et en particulier météorologiques, ont souvent des densités de probabilité se rapprochant de gaussiennes. Pour visualiser l'effet de l'échantillonnage, nous avons considéré un processus idéal gaussien à une seule variable. Sa moyenne est  $m = 0$  et son écart-type  $\sigma = 1$ . Nous échantillonnons 5000 observations de ce processus sous deux hypothèses distinctes :

1. Le cas le plus simple est celui où les 5000 observations reproduisent la densité de probabilité du phénomène (figure V.14).

Nous réalisons dix échantillonnages successifs, mais non consécutifs, de cet ensemble par l'algorithme décrit plus haut, en diminuant à chaque fois la taille du paramètre  $d$  de l'équation V.5. La figure V.15 montre les valeurs du nombre de motifs sélectionnés, de la moyenne et de l'écart-type des fichiers échantillonnés, en fonction de  $d$ . Elle illustre ce qu'on pouvait soupçonner : la moyenne est conservée, mais l'écart-type croît quand  $d$  diminue. Les propriétés statistiques des fichiers échantillonnés ne reproduisent pas fidèlement celles du fichier initial, puisque l'échantillonnage fait tendre la densité de probabilité vers une répartition régulière des motifs. Un tirage aléatoire serait plus fidèle.

2. Supposons que le contexte expérimental amène les observations à se distribuer suivant le graphe V.16. Les minima et maxima sont les mêmes que ceux précédemment mais la moyenne est  $m = 0.7$  et l'écart-type  $\sigma = 1.2$ . Le résultat des échantillonnages successifs, illustré par la figure V.17, montre que pour  $d$  suffisamment grand, l'estimateur de la moyenne est plus proche de la moyenne de la population totale, que de celle des observations. Quant à l'écart-type, il a le même comportement que dans le cas précédent.

Cet exemple simple montre l'intérêt de la méthode dans le cas d'observations non aléa-

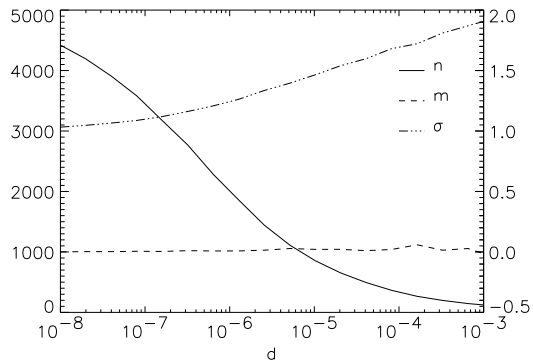


FIG. V.15 – échantillonnage des 5000 observations de la figure V.14.  $n$  est le nombre d'observations sélectionnées (axe gauche),  $m$  et  $\sigma$  sont respectivement la moyenne et l'écart-type du fichier échantillonné (axe droit).  $d$  est la distance d'échantillonnage.

FIG. V.16 – histogramme (100 classes) de 5000 autres observations aléatoires d'un processus gaussien centré, d'écart-type unité.

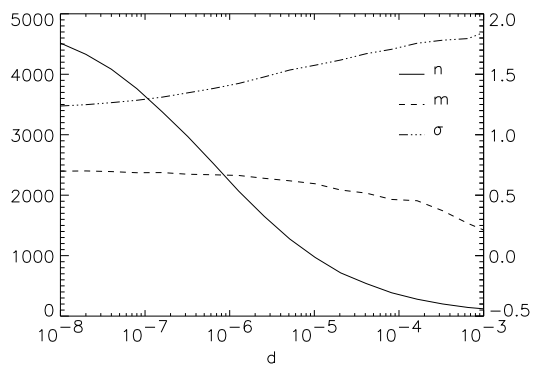
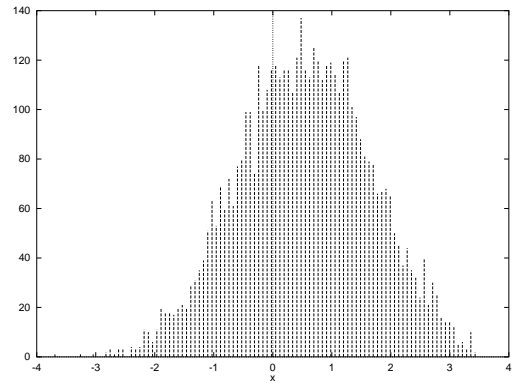


FIG. V.17 – échantillonnage des 5000 observations de la figure V.16. La légende est la même que pour la courbe V.15.

FIG. V.18 – Histogramme (100 classes) de la température à 800 hPa dans la base TIGR-2.

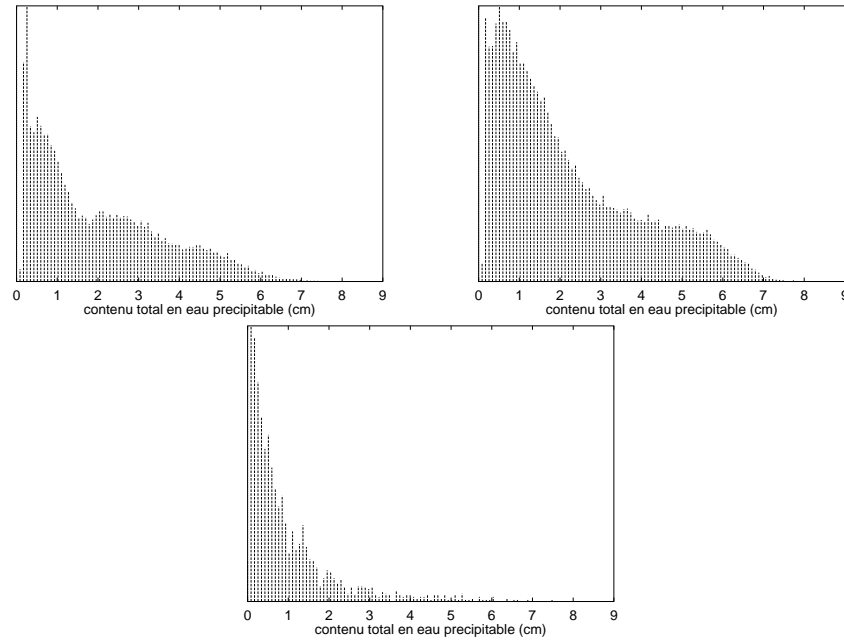
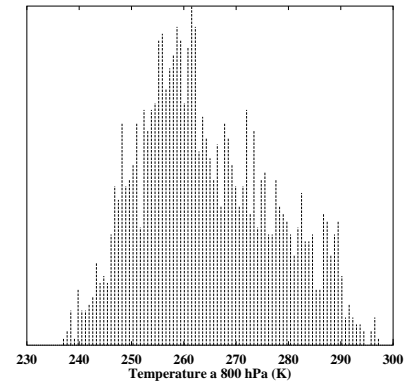


FIG. V.19 – Histogramme (100 classes) du contenu en eau précipitable au dessus de la surface. À gauche : observations pendant le mois de janvier 1988 (données 3I/ TOVS). À droite : dans les 80 000 radiosondages qui ont servi à constituer TIGR-2. Au centre : dans TIGR-2.

toires d'un phénomène gaussien. Les variables climatiques ne se répartissent pas strictement selon des lois de distribution gaussiennes. Dans le cas de la vapeur d'eau par exemple, les phénomènes de solidification et de liquéfaction en régime saturé n'ont pas de symétries dans les faibles contenus. Pourtant, en première approximation, la distribution des variables géophysiques que nous étudions, température, vapeur d'eau, se rapproche de gaussiennes à l'intérieur d'une même classe de masses d'air. Les histogrammes de la température à 800 hPa l'illustrent bien (figures V.13) : le pic autour de 290 K, qui fait toute la dissymétrie des figures, n'est formé que de la classe tropicale. L'échantillonnage de TIGR a lissé l'historgramme (figure V.18). On voit ici l'intérêt d'un échantillonnage par classe de masses d'air. Les caractéristiques de variables homogènes y sont nettement mieux préservées.

#### • La représentativité de la vapeur d'eau

Nous avons souligné plus haut l'irrégulière couverture géographique des stations de radio-

sondage. Nous avons constaté son influence sur la répartition en température des situations collectées. Elle a aussi une influence nette sur les propriétés de TIGR-1 et TIGR-2 touchant à la vapeur d'eau, puisque par exemple les régions les plus humides du globe, comme la réserve d'eau chaude du Pacifique Ouest, ou «warm pool», sont océaniques (carte V.12) et donc, peu observées par les radiosondes.

Plus encore qu'à cette incomplète couverture géographique, les déficiences de TIGR-1 et de TIGR-2 concernant la représentativité de la vapeur d'eau proviennent de la deuxième phase de la méthode d'échantillonnage, ECH2. En effet, dans ECH2 la vapeur d'eau n'est pas directement prise en compte. Le profil de vapeur d'eau n'intervient que par les relations qu'il a avec le profil de température. Elles ne sont pas exclusives, car un profil de vapeur d'eau est lié, dans le temps et dans l'espace, à une infinité d'autres profils de température et d'autres variables, comme la nébulosité ou les vents. La répartition des contenus totaux en vapeur d'eau de TIGR-2 montre ainsi un assèchement net par rapport à celle des 80 000 radiosondages (figure V.19). Sur la même figure, on comparera les histogrammes à celui des observations 3I/ TOVS.

Nous devons préciser que dans un premier temps, J. Escobar a cherché à prendre en compte les profils de la vapeur d'eau dans l'échantillonnage. Pour cela, il a défini la distance :

$$D^2(s_i, s_j) = D_\theta^2(s_i, s_j) + k.D_v^2(s_i, s_j) \quad (V.9)$$

$D_v^2$  est une distance sur la vapeur d'eau.  $k$  est un facteur de pondération entre  $D_\theta^2$  et  $D_v^2$ .  $D_v^2$  est telle que :

$$D_v^2(s_i, s_j) = \frac{1}{c_2 - c_1 + 1} \sum_{c=c_1}^{c_2} \left( \frac{R_i(c) - R_j(c)}{\sigma_v(c)} \right)^2 \quad (V.10)$$

$R_l(c)$ ,  $l = i, j$ , sont les contenus en vapeur d'eau des motifs  $s_l$  dans une des six couches : 200 - 275 hPa, 275 - 380 hPa, 380 - 525 hPa, 525 - 725 hPa, 725 - 850 hPa, 850 hPa - 1013 hPa.  $\sigma_v(c)$  est l'écart-type du contenu en vapeur d'eau dans la couche  $c$  calculé sur TIGR-1, pour la classe de masses d'air du motif  $s_j$ .  $c_1$  et  $c_2$  sont les niveaux de température entre lesquels on calcule la distance.

Le choix de  $D_\theta^2$  et  $D_v^2$  est dicté par les bons résultats de leur utilisation dans le cadre du modèle de transfert radiatif rapide 3R (Flobert, 1986 ; Flobert, 1988 ; Achard, 1991), pour la reconnaissance de formes.

J. Escobar a constaté que, dans l'équation V.9,  $k = 0$  était le facteur optimal pour discriminer les situations. La distance choisie pour TIGR-2 ne fait donc pas intervenir le profil de vapeur d'eau (Escobar-Munoz, 1993). La faiblesse de TIGR-2 en ce qui concerne la représentativité de la vapeur d'eau est donc due à une limitation technique. Nous reviendrons sur ce résultat.

### • La représentativité des régimes climatologiques

Nous utilisons un diagramme de Rossby pour estimer la représentativité des régimes climatologiques dans TIGR-2. La figure V.20 correspond à la classe tropicale. La coordonnée verticale,  $\Theta$ , est la température potentielle par rapport à l'eau liquide et la coordonnée horizontale,  $q$ , est le rapport de mélange de la vapeur d'eau. Chaque situation tropicale de TIGR-2 est représentée par 14 points entre 300 hPa and 1013 hPa. La partie supérieure des profils se situe en haut et à gauche de la figure. Pour des niveaux de pression plus élevés, les points s'étalent sous une forme triangulaire, significative des contraintes thermodynamiques appliquées aux



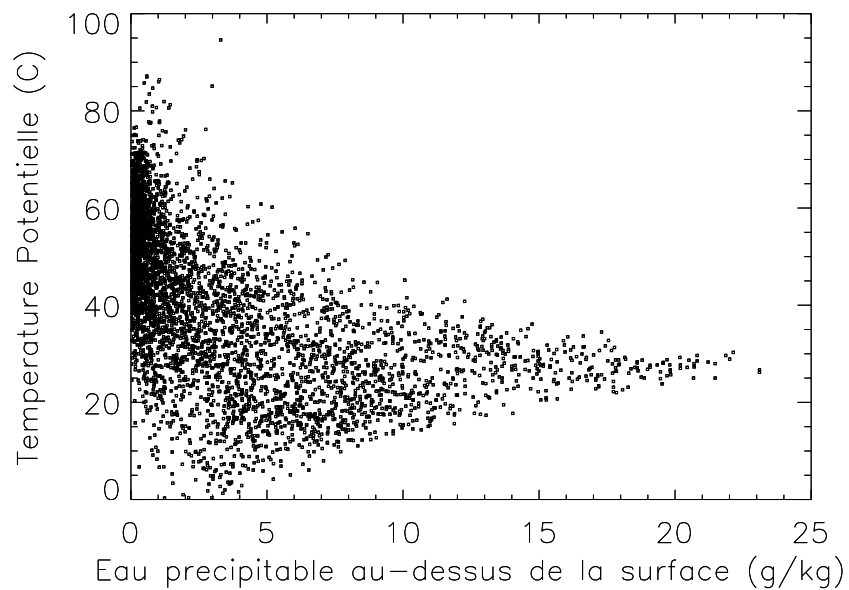


FIG. V.20 – La classe tropicale de TIGR-2 sur un diagramme de Rossby. La température est exprimée en degrés Celsius.

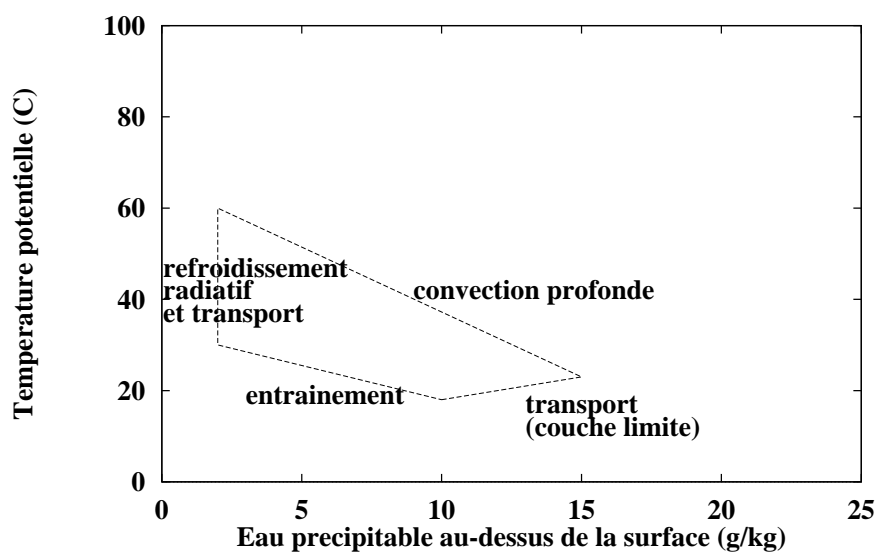


FIG. V.21 – Les processus atmosphériques présentés sur un diagramme de Rossby, d'après (Boers et Prata, 1996). La température est exprimée en degrés Celsius.

profils. Selon leur localisation sur le diagramme, on peut classer chaque point dans un régime climatologique particulier : convection, refroidissement radiatif, transport méridional dans la haute troposphère et subsidence, entrainement, transport dans la couche limite (Boers et Prata, 1996). Cette répartition est schématisée sur la figure V.21. L'étalement irrégulier des points de la figure V.20 montre l'irrégulière représentativité des régimes climatologiques de la classe tropicale dans TIGR-2. Elle contient peu de situations d'ascendance profonde humide. La plupart des radiosondages contenus dans la base ont des caractéristiques des processus de subsidence (Stephens *et al.*, 1996). Ce phénomène est moins manifeste dans les quatre autres classes, où la vapeur d'eau varie moins (résultats non montrés).

## V.7 Amélioration de la base : TIGR-3

Afin d'améliorer les performances de NeuroFlux, nous avons repris le travail d'échantillonnage de P. Moulinier et J. Escobar. D'une part, grâce à l'apport de situations atmosphériques issues de la ré-analyse des données satellitales TOVS, nous avons accru la base initiale des 80 000 radiosondages qu'avait utilisée J. Escobar. D'autre part, nous avons adapté l'algorithme d'échantillonnage afin d'échantillonner à la fois les profils de température et ceux de vapeur d'eau.

### V.7.1 Apport des restitutions 3I / TOVS

Nous avons souligné que les déficiences de la représentativité de TIGR-2 pour la vapeur d'eau sont en partie dues à la localisation géographique des radiosondages collectés. Or, les satellites polaires ont une couverture géographique bien meilleure que les radiosondages. Parcourant toutes les latitudes et toutes les longitudes, ils autorisent une meilleure prise en compte des propriétés de l'atmosphère sur les zones mal décrites par les radiosondages, comme les océans, même si les spécifications des instruments embarqués ne permettent pas toujours la restitution des scènes observées.

En plus des 80 000 radiosondages déjà utilisés, nous avons utilisé des observations TOVS inversées par 3I. Les données 3I/ TOVS sont décrites en détail au chapitre IX. L'incertitude sur les profils de température et de vapeur d'eau n'a aucune implication sur le travail présenté dans ce chapitre, car seules des situations *réalistes*, et non forcément *exactes*, sont recherchées.

- **Un échantillonnage partiellement stratifié**

Tirant parti de l'homogénéité des cinq classes de masses d'air de TIGR-2, et considérant que seule la classe tropicale n'est pas satisfaisante pour notre étude, nous avons entrepris de reformer la classe tropicale. Notre approche rejoint les méthodes d'échantillonnage stratifié (Cochran, 1977) : la population totale est divisée en sous-groupes, ou strates. Chaque strate est échantillonnée séparément. En particulier, ces méthodes sont utilisées lorsque la population à échantillonner est fortement hétérogène et qu'elle contient des sous-groupes plus homogènes : la division en sous-groupes amène alors à une meilleure estimation des caractéristiques de la population. Cette situation est le cas des classes de masses d'air au sein de l'atmosphère.

Nous avons attribué à chacun des 80 000 radiosondages une classe de masses d'air parmi les cinq de TIGR-2. Pour cela, la méthode de reconnaissance de forme du modèle 3R (Flobert,

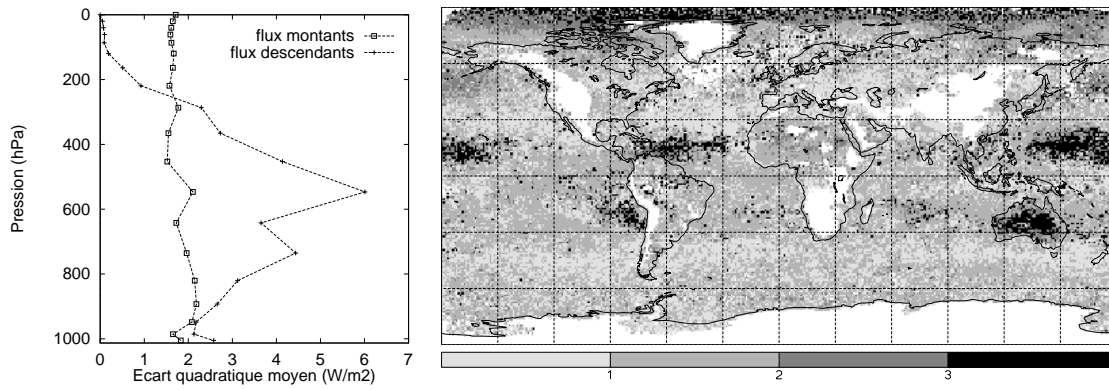


FIG. V.22 – À gauche : différence quadratique moyenne entre le calcul des flux par le CBL96 et par NeuroFlux (apprentissage avec TIGRnv3), en  $W.m^{-2}$ , à partir des ré-analyses 3I-TOVS. À droite : carte des différences pour le calcul de l'OLR. Janvier 1987 a.m., ciel supposé clair.

1986 ; Flobert, 1988 ; Achard, 1991) a été utilisée. Elle s'appuie sur la distance en température et en vapeur d'eau de l'équation V.9, avec  $k = 1$ . Pour chacun des radiosondages parmi les 80 000, nous avons recherché la situation de TIGR-2 la plus proche, suivant le critère de distance V.9. La classe de masses d'air du radiosondage a été alors définie comme étant celle de la situation de TIGR-2. Parmi les 80 000 situations, 30 000 ont été classées tropicales.

Quant aux observations TOVS, elles sont automatiquement classées par type de masses d'air par 3I. Les observations du mois de janvier 1988 restituées par 3I, correspondant aux orbites descendantes de la production Pathfinder B d'octobre 1995 contiennent 220 000 situations tropicales complètes (température, température de surface, vapeur d'eau et nébulosité).

Les deux sources ont été jointes pour former un fichier de plus de 250 000 motifs. Les motifs ont été mélangés de manière à ce qu'ils soient présentés lors de l'échantillonnage dans un ordre indépendant de leur provenance. Les données de deux mois d'été boréal, juillet 1987 et juillet 1989, ont aussi été utilisées dans la suite.

### V.7.2 Prise en compte explicite de la vapeur d'eau dans l'échantillonnage

Nous avons vu que la distance utilisée pour l'échantillonnage de TIGR-2 ne contenait que des informations sur la température. Nous avons modifié cette méthode pour faire intervenir l'information sur la vapeur d'eau, tout en prenant en compte l'expérience de J. Escobar. Nous avons vu qu'il avait tenté de former une distance d'échantillonnage en additionnant  $D_\theta^2$  et  $D_v^2$ , sans arriver à des résultats concluants. Dans un premier temps, nous avons donc choisi de réaliser deux échantillonnages successifs de la base des 260 000 situations tropicales : le premier pour trier les motifs sur un critère de température, le deuxième pour les trier suivant leurs profils de vapeur d'eau. Le premier échantillonnage permet de constituer un fichier dense dans l'espace des températures. La densité diminue avec le deuxième.

Plusieurs essais nous ont permis d'affiner le choix des pas d'échantillonnage,  $d_\theta$  pour la température,  $d_v$  pour la vapeur d'eau, de manière à ce que le produit final soit correctement échantillonné en température et en vapeur d'eau, bien que les deux tris ne soient pas simultanés. Trois bases tropicales successives, appelées respectivement nv1, nv2 et nv3, ont ainsi été constituées.

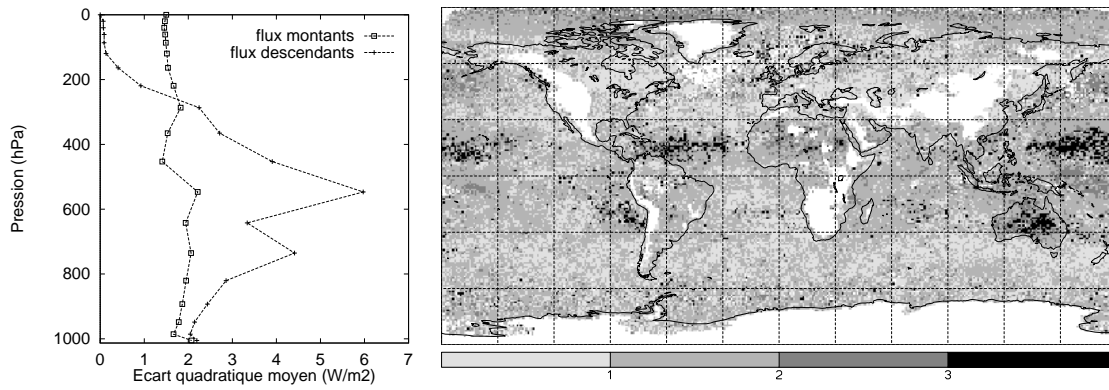


FIG. V.23 – À gauche : différence quadratique moyenne entre le calcul des flux par le CBL96 et par NeuroFlux (apprentissage avec TIGRnv9), en  $W.m^{-2}$ , à partir des ré-analyses 3I-TOVS. À droite : carte des différences pour le calcul de l'OLR. Janvier 1987 a.m., ciel supposé clair.

Nous présentons ici les résultats correspondants à la dernière : nv3. Une première étape a sélectionné 10 000 motifs de la base initiale suivant leurs profils de température. Une deuxième n'en a gardé que 800. Ce chiffre permet de disposer d'une base TIGR dont la classe tropicale, de 800 motifs, occupe un tiers de la base totale. Ce choix numérique rejoint la proportion naturelle de la classe tropicale observée par 3I/ TOVS (voir figure V.5). Enfin, les motifs restants ont été visualisés de manière à éliminer les profils de température trop «chahutés», probablement dus à des erreurs de mesure des ballons de radiosondages ou à des erreurs d'inversion par 3I. nv3 contient 787 motifs. La température de surface a été introduite par la méthode énoncée au paragraphe V.5.2. La base d'apprentissage comprend alors  $2 \times (1761 - 322 + 787) = 4452$  motifs. Nous l'appelons TIGRnv3.

La figure V.22 présente les résultats de l'utilisation de TIGRnv3 pour l'apprentissage du réseau de neurones en ciel clair. La répartition des erreurs ne présente pas de différence particulière entre les régions tropicales d'une part et les régions tempérées et polaires d'autre part. L'introduction de la nouvelle classe tropicale n'a donc pas réduit la cohérence de TIGR. Comparables à celles obtenues avec l'accroissement artificiel de TIGR-2, les différences montrent cependant des erreurs plus importantes dans les zones que nous avons mises en relief, comme le nord de la «warm pool», ou la région des stratocumulus.

#### • Adaptation de l'échantillonnage de la température

Les faiblesses de nv3 illustrent les défauts d'un échantillonnage en trois étapes successives : collection des observations, échantillonnage en température, échantillonnage en vapeur d'eau. Certains types de situations peuvent avoir une faible variabilité en température, mais une grande en vapeur d'eau. Ils ont alors été peu sélectionnés par notre méthode.

Nous avons adapté le pas  $d_\theta$  à la provenance géographique des motifs. Dans certaines zones du globe, où l'erreur commise par le réseau est importante, il a été diminué de manière à être moins sélectif. Après visualisation des cartes d'erreur pour cinq des 40 sorties du réseau, trois pour les flux montants, deux pour les flux descendants, trois zones ont été sélectionnées. D'une part une partie de la «warm pool» : de  $120^\circ E$  à  $180^\circ E$  en longitude, et de l'équateur à  $30^\circ N$  en latitude. D'autre part une portion de la ZCIT dans l'Atlantique : de  $30^\circ O$  à  $74^\circ O$  en longitude, et de l'équateur à  $30^\circ N$  en latitude. Enfin, la zone des stratocumulus marins, à l'Ouest du Pérou, entre les longitudes  $75^\circ O$  et  $120^\circ O$  et les latitudes de l'équateur et

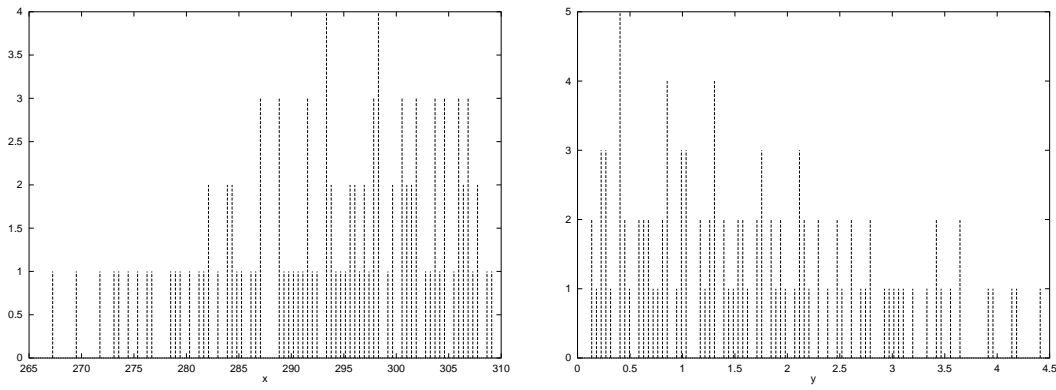


FIG. V.24 – Histogrammes (100 classes) de  $\theta^*$  (gauche) et  $R(6)$  (droite) après échantillonnage par A1 (voir texte).  $\theta^*$  est exprimé en K, et  $R(6)$  en mm.

du tropique du Cancer.

Six classes tropicales ont été constituées sur ce principe, de nv4 à nv9. Pour les trois dernières, de nv7 à nv9, les 200 000 situations tropicales des données 3I/ TOVS au mois de juillet 1987 ont été intégrées à la base initiale. Elle comprend à présent 450 000 motifs.

nv9 contient 750 situations, dont 75 proviennent des restitutions de 3I du mois de janvier 1988, et 130 des données de juillet 1987. La base d'apprentissage, analogue aux précédentes, contient 4378 motifs. Nous l'appelons TIGRnv9. Les résultats apparaissent sur la figure V.23. Même si la carte des différences pour l'OLR n'est pas complètement uniforme, les résultats sont meilleurs que dans les précédentes tentatives. En plus de son utilisation pour NeuroFlux, cette classe tropicale a été appliquée dans le cadre de 3I pour restituer le contenu par couches de la vapeur d'eau, par réseaux de neurones (Chaboureau, 1997).

### V.7.3 Échantillonnage en une étape

La méthode d'échantillonnage successivement en température puis en vapeur d'eau, n'est pas complètement satisfaisante. En effet, nous avons été amenés à introduire une dépendance du pas d'échantillonnage  $d_\theta$  à la localisation géographique des situations. Nous avons donc rajouté un troisième choix subjectif, en plus de celui de  $d_\theta$  et de  $d_v$ .

#### • Essai sur un problème à deux dimensions

Nous avons envisagé successivement trois algorithmes ne présentant pas cet inconvénient : A1, A2 et A3. Afin de visualiser leurs performances, nous les appliquons ici sur un problème simplifié à deux variables. Des profils de température, nous ne considérons que les températures moyennes entre 850 hPa et la surface, soit  $\theta_i^*$ . De même, au lieu d'échantillonner un profil de rapport de mélange pour la vapeur d'eau, nous ne gardons que le contenu en eau dans la couche atmosphérique 850 - 1013 hPa, que nous avons appelée précédemment  $R_i(6)$ . Nous échantillonons les 450 000 motifs de la base initiale décrits par ces deux variables.

Dans un premier temps, nous utilisons la distance d'échantillonnage :

$$D(s_i, s_j) = \left| \frac{\theta_i^* - \theta_j^*}{\sigma^*} \right| + \left| \frac{R_i(6) - R_j(6)}{\sigma_v(6)} \right| \quad (\text{V.11})$$

$\sigma^*$  est l'écart-type correspondant à  $\theta^*$ , calculé sur TIGR-2.  $\sigma_v(6)$  a été recalculé sur TIGR-2.

$D$  est inspiré de ce qu'a défini J. Escobar (équation V.9). Mais afin de ne privilégier aucune des deux variables, nous n'introduisons pas le facteur de pondération  $k$ .

Le critère de sélection des motifs est celui donné dans l'équation V.5 :

$$\text{Min}_{s_j \in E} D(s_i, s_j) > d \quad (\text{V.12})$$

Nous appelons A1 cet algorithme. Nous sélectionnons 100 motifs parmi les 450 000. Les histogrammes à 100 classes du fichier résultant (figure V.24), montrent une répartition relativement régulière des variables. Un échantillonnage idéal, montrerait une allure plate : chacune des classes occupées par un élément et un seul. Ici 38 classes sont vides pour  $\theta^*$  et 43 pour  $R(6)$ .

Dans une deuxième approche, que nous appelons A2, nous dissocions la reconnaissance de formes dans l'espace des  $\theta^*$  de celle dans l'espace des  $R(6)$ . Pour chacun des motifs  $s_i$  en phase de sélection, nous définissons les distances partielles non euclidiennes :

$$D_\theta^m = \text{Min}_{s_j \in E} \left| \frac{\theta_i^* - \theta_j^*}{\sigma^*} \right| \quad (\text{V.13})$$

$$D_R^m = \text{Min}_{s_j \in E} \left| \frac{R_i(6) - R_j(6)}{\sigma_v(6)} \right| \quad (\text{V.14})$$

Dans chacun des deux espaces, nous cherchons le plus proche voisin, en calculant la distance minimale du motif considéré aux autres motifs déjà sélectionnés,  $D_\theta^m$  et  $D_R^m$ . Nous ajoutons alors ces deux distances minimales, calculées séparément. Nous appliquons à la somme le critère de la distance minimale :

$$D_\theta^m + D_R^m > d \quad (\text{V.15})$$

Ce critère est plus sélectif que le précédent, puisque la somme des deux minima est toujours plus petite que le minimum de la somme des distances. Il permet de sélectionner un motif  $s_i$  si :

- $\theta_i^*$  est très différent des  $\theta_j^*$  déjà archivés
- ou  $R_i(6)$  est très différent des  $R_j(6)$  déjà archivés
- ou  $\theta_i^*$  et  $R_i(6)$  sont suffisamment différents de ceux des motifs stockés, sans qu'aucune des deux différences ne soit marquante

Nous sélectionnons 100 motifs parmi les 450 000, avec cette autre approche, A2. La figure V.25 correspondante montre que les classes des histogrammes sont mieux remplies que dans le cas de A1. Seules 23 restent vides pour  $\theta^*$ , et 25 pour  $R(6)$ . Le comportement de A2 est préférable à celui de A1.

Nous avons essayé un dernier critère, plus élaboré, à deux paramètres. Nous l'appelons A3. Pour A3, nous définissons :

$$D^1 = D_\theta^m \cdot \left( \frac{D_\theta^m}{d_\theta} + \frac{D_R^m}{d_R} \right) \quad (\text{V.16})$$

$$D^2 = D_R^m \cdot \left( \frac{D_\theta^m}{d_\theta} + \frac{D_R^m}{d_R} \right) \quad (\text{V.17})$$

Et nous appliquons les deux critères :

$$D^1 > d_\theta \quad (\text{V.18})$$

$$D^2 > d_R \quad (\text{V.19})$$

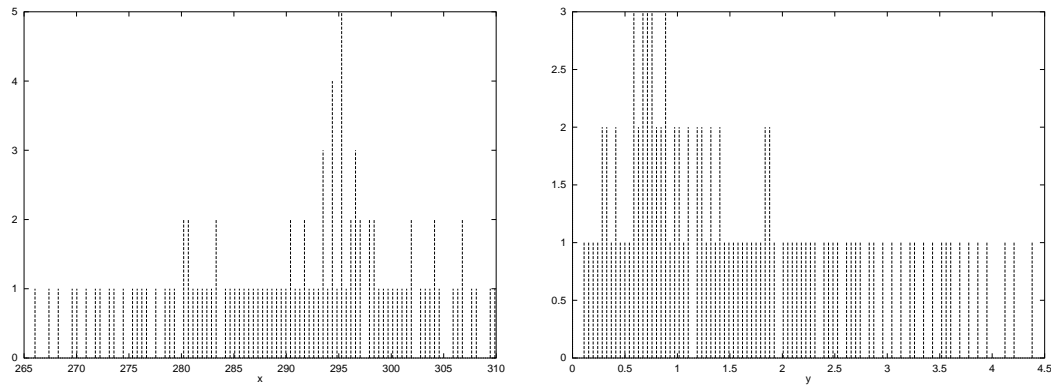


FIG. V.25 – Histogrammes (100 classes) de  $\theta^*$  (gauche) et  $R(6)$  (droite) après échantillonnage par A2 (voir texte).  $\theta^*$  est exprimé en K, et  $R(6)$  en mm.

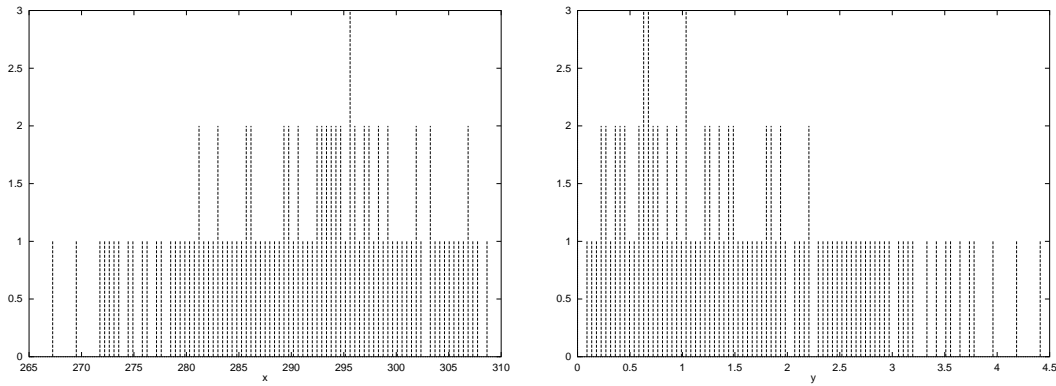


FIG. V.26 – Histogrammes (100 classes) de  $\theta^*$  (gauche) et  $R(6)$  (droite) après échantillonnage par A3 (voir texte).  $\theta^*$  est exprimé en K, et  $R(6)$  en mm.

Si les deux sont satisfaits, le motif  $s_i$  est sélectionné, sinon il est rejeté. Cette approche permet une relative séparation des deux critères :  $D^1$  est fortement conditionné par  $D_\theta^m$ , et  $D^2$  par  $D_R^m$ . La somme  $(\frac{D_\theta^m}{d_\theta} + \frac{D_R^m}{d_R})$  permet de pondérer  $D_\theta^m$  et  $D_R^m$  par l'originalité relative de l'autre variable.

Afin de ne favoriser aucune variable, nous prenons  $d_\theta = d_R$ . Nous formons avec cet algorithme un fichier de 100 motifs, extraits des 450 000.

Les histogrammes correspondants à cet algorithme A3 (figure V.26) sont similaires à ceux de la figure précédente. Le nombre de classes vides dans les deux histogrammes n'a pas changé. On note cependant que A3 a tendance à moins sélectionner les motifs dont les paramètres ont des valeurs proches des extréma, que A2. Ce défaut est apparu de manière manifeste dans nos applications, alors que nous souhaitons une représentation des variables aussi uniforme que possible. Nous avons donc abandonné A3.

#### • Application à la classe tropicale de TIGR

Parmi les trois algorithmes exposés, A1, A2 et A3, le deuxième paraît être le plus satisfaisant. Nous avons appliqué A2 pour l'échantillonnage des 450 000 motifs complets (avec un profil de température et de vapeur d'eau de la surface jusqu'au sommet de l'atmosphère).

Avec A2 ont été construites, et testées, quatre bases : nv10, nv11, nv12, nv13. Elles dif-

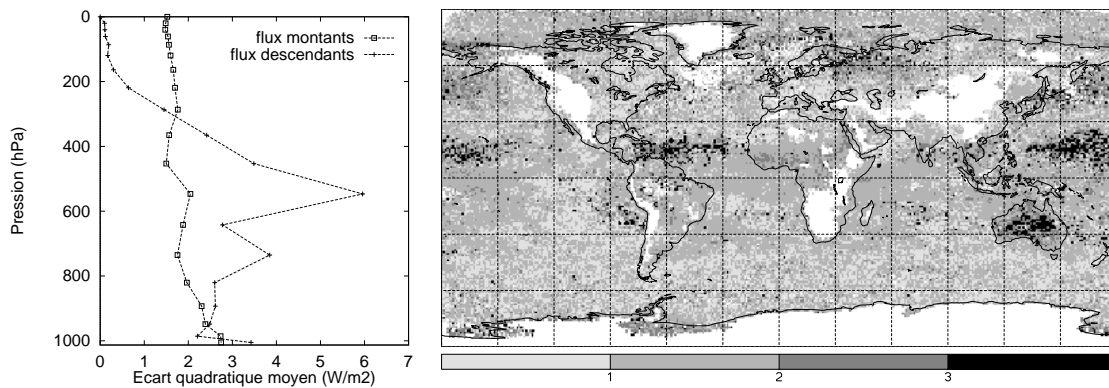


FIG. V.27 – À gauche : différence quadratique moyenne entre le calcul des flux par le CBL96 et par NeuroFlux (apprentissage avec TIGRnv13), en  $W.m^{-2}$ , à partir des ré-analyses 3I-TOVS. À droite : carte des différences pour le calcul de l'OLR. Janvier 1987 a.m., ciel supposé clair.

fèrent par les valeurs des seuils choisis dans l'échantillonnage. Les résultats se rapportant à nv13 figurent sur la figure V.27. Les résultats sont comparables à ceux obtenus avec nv9.

Seuls deux mois de données 3I/ TOVS ont été utilisés pour nv13. Comme ultime test de la qualité de son échantillonnage, nous avons utilisé les motifs du mois de juillet 1988 des données 3I/ TOVS. Ils ont été présentés à l'échantillonnage après archivage des motifs de nv13. Il s'agit donc d'accroître nv13 avec de nouveaux motifs, en conservant la même procédure d'échantillonnage, A2. Sur les dizaines de milliers de situations, seules cinq ont été choisies par l'algorithme. Étant donné ce nombre restreint, nous avons choisi de ne pas les intégrer. Les 80 000 radiosondages, et les 400 000 observations 3I/ TOVS des mois de juillet 1987 et janvier 1988 fournissent une variabilité suffisante.

#### V.7.4 Caractéristiques de TIGR-3

##### • nv13

nv13 contient 872 motifs. 60% d'entre eux sont des radiosondages, à cause de leur résolution verticale élevée. Sur l'histogramme des dates des situations de la figure V.28, les mois de juillet 1987 et janvier 1988, correspondant aux 40% de situations restituées par 3I, se singularisent clairement. Ces deux mois de données 3I/ TOVS ont en effet permis d'augmenter la variabilité de la classe tropicale de manière significative.

Les résultats de la validation de nv13 dans le cadre de NeuroFlux ont permis une mise à jour officielle de la base TIGR. nv13 est distribuée dans la communauté scientifique avec les classes tempérées et polaires de TIGR-2. Cette nouvelle base est appelée TIGR-3.

##### • Une nouvelle version de TIGR

Pour cette nouvelle version de TIGR, tous les profils de vapeur d'eau ont été corrigés de sursaturations excessives, le cas échéant : les températures de point de rosée ne dépassent pas les températures sur un même niveau de pression, de plus de 2 K.

À cause des difficultés de la mesure de l'ozone dans la stratosphère, les profils d'ozone de TIGR-2 présentent rarement un comportement réaliste dans cette région de l'atmosphère. De plus, la climatologie d'où proviennent la majorité des profils ne comprend que 22 situa-



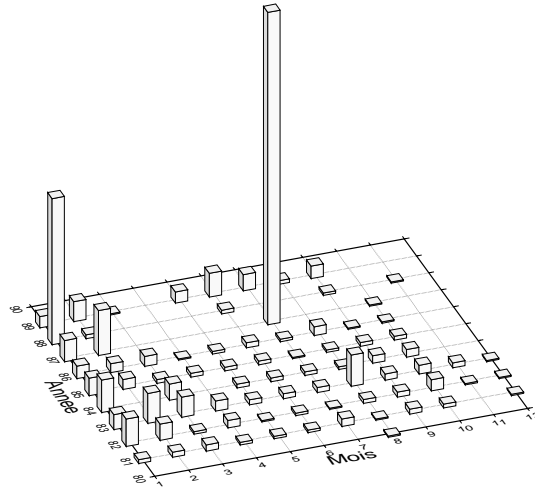


FIG. V.28 – Histogramme des dates des situations de nv13.

tions (McPeters *et al.*, 1984). Nous avons remplacé ces profils, à l'aide d'une climatologie plus récente. Elle nous a été fournie par F. Karcher (Météo France). Les profils proviennent de radiosondages archivés au *World Ozone and Ultraviolet radiation Data Centre* (WOUDC, Downsview, Ontario, Canada), Atmospheric Environment Service. Les radiosondages d'ozone ont été prolongés au-dessus de 30 *km* d'altitude à l'aide du modèle bidimensionnel de chimie atmosphérique MOBIDIC (Teyssedre, 1994).

#### • Quelques caractéristiques de TIGR-3

Les contenus totaux en vapeur d'eau de nv13 se répartissent sous une allure gaussienne large centrée autour de 3.5 *cm* (figure V.29). En remplaçant la classe tropicale de TIGR-2 par nv13, on observe une distribution plus proche des observations que précédemment (figures V.30 et V.19). La représentativité de la vapeur d'eau est manifestement améliorée avec TIGR-3. La répartition des températures dans nv13 est comparable à celle de la classe tropicale de TIGR-2 (figures V.31 et V.4). Par contre, l'accroissement numérique de la classe tropicale introduit un changement notable des propriétés statistiques de la base complète. Pour la température à 800 *hPa*, on observe dans TIGR-3 un pic à 290 *K* conforme aux observations (figures V.32 et V.13). Le pic secondaire à 260 *K* ne semble pas lié à une abondance physique, mais plutôt à une particularité statistique de la base des 80 000 radiosondages. Il indique peut-être que les autres classes, tempérées et polaires, ne sont pas complètement satisfaisantes.

Concernant les régimes climatologiques verticaux des situations de la nouvelle classe, la projection de nv13 sur un diagramme de Rossby montre un remplissage plus homogène de l'espace, que pour la classe tropicale de TIGR-2 (figures V.33 et V.20). Les différents régimes climatologiques, ascendance profonde humide et subsidence, sont mieux représentés.

## V.8 Résumé

Nous développons une approche originale du calcul radiatif dans l'atmosphère, NeuroFlux. Elle est fondée sur des réseaux de neurones du type Perceptron MultiCouche. De la théorie du transfert radiatif, elle n'utilise que l'approximation des corps gris, pour le traitement de la né-

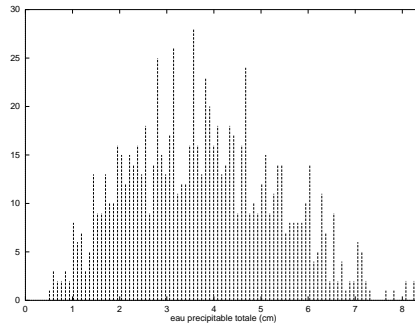


FIG. V.29 – *Histogramme (100 classes) du contenu en eau précipitable au dessus de la surface dans nv13.*

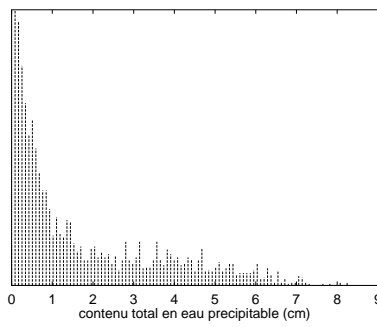


FIG. V.30 – *Histogramme (100 classes) du contenu en eau précipitable au dessus de la surface dans TIGR-2 avec nv13 comme classe tropicale.*

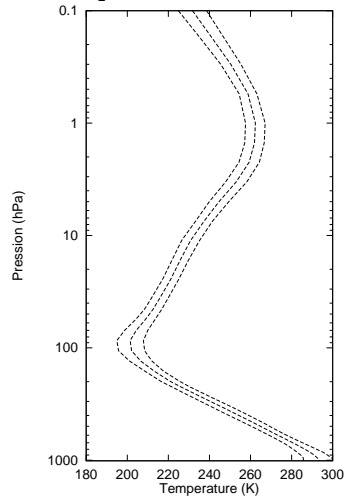


FIG. V.31 – *Profil moyen de température de nv13, encadré par les deux profils obtenus en ajoutant ou retranchant un écart-type en température à chaque niveau.*

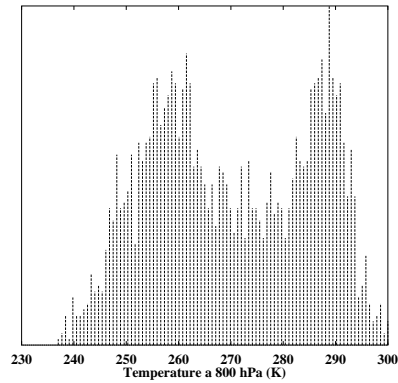


FIG. V.32 – Histogramme (100 classes) de la température à 800 hPa observée pendant le mois de janvier 1988 (données 3I/ TOVS).

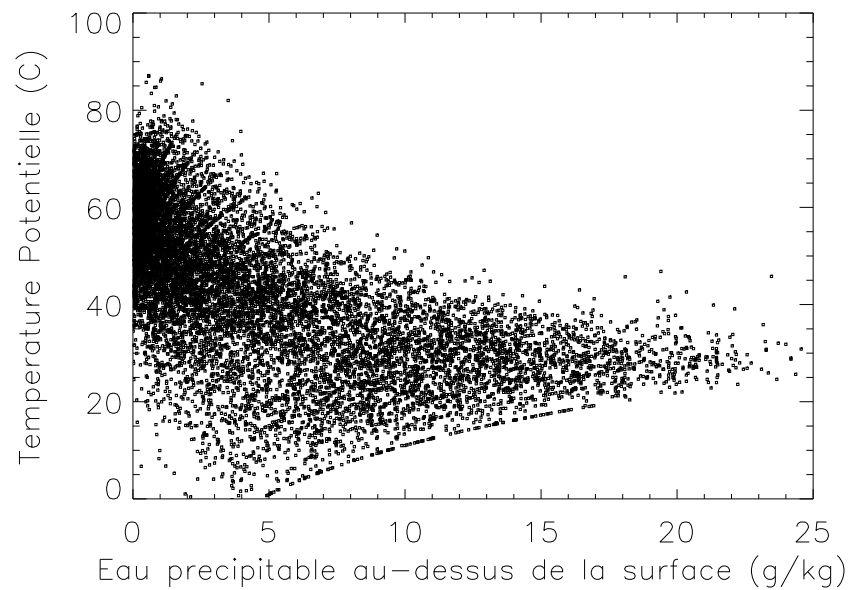


FIG. V.33 – nv13 sur un diagramme de Rossby. La température est exprimée en degrés Celsius.

bulosité. En effet, la méthode neuronale nous permet de paramétriser entièrement l'équation du transfert radiatif en ciel clair, et en présence de nuages opaques. L'algorithme des corps gris restitue les flux radiatifs en présence de nuages gris, à partir des calculs des réseaux.

Nous avons adapté le PMC à notre application en définissant une architecture et un nombre de réseaux propres à conduire à une bonne efficacité, tant du point de vue de la précision, que de celui de la rapidité.

Les caractéristiques statistiques de la base d'apprentissage utilisée pour inférer les paramètres d'un réseau de neurones influent fortement sur la précision des réseaux. Une partie importante de notre travail a consisté à former une banque de données représentative des situations observables dans l'atmosphère terrestre. Dans un premier temps, nous avons utilisé la banque TIGR-2 du LMD. Nous l'avons ensuite améliorée en portant notre attention sur la représentativité de la base en ce qui concerne la vapeur d'eau. Ce travail a donné lieu à une nouvelle version de TIGR: TIGR-3.

## Chapitre VI

# Validation de NeuroFlux

### VI.1 Préambule

Nous avons exposé au chapitre V notre méthode du calcul des flux radiatifs : NeuroFlux. Deux codes de transfert radiatif classiques ont été appliqués pour calculer les flux radiatifs aux GO des bases d'apprentissage des 39 réseaux de NeuroFlux : le modèle paramétrisé à bandes larges du CEPMMT, le CBL96, et le modèle raie-par-raie 4A. Ces calculs ont été utilisés pour inférer les paramètres de deux codes neuronaux : NeuroFlux-A et NeuroFlux-B respectivement. Pour la validation de l'approche, les différences entre NeuroFlux-A et le CBL96 sont donc souhaitées aussi faibles que possible. De même pour NeuroFlux-B et 4A. Ce chapitre montre les validations de NeuroFlux-A et de NeuroFlux-B, effectuées à partir de situations atmosphériques. Les situations utilisées ici proviennent de radiosondages d'une part, et de mesures satellitaires d'autre part.

### VI.2 Validation à partir de radiosondages

#### VI.2.1 Les radiosondages issus de TIGR-1r

Pour valider notre modèle de transfert radiatif, et mettre en évidence ses déficiences éventuelles, une base de données contenant des situations atmosphériques aussi diverses que possible, est nécessaire. De telles données, issues d'observations ou de MCG, ne manquent pas, mais les contraintes de temps de calcul ont conduit jusqu'ici à restreindre le nombre des données utilisées pour les validations. Ainsi, de nombreux travaux s'appuient sur cinq situations atmosphériques de l'AFGL (*Air Force Geophysics Laboratory*) : une atmosphère de type *tropical*, une de type *moyennes latitudes été*, une de type *moyennes latitudes hiver*, une de type *arctique été*, et une de type *arctique hiver* (McClatchey *et al.*, 1971). Ce standard de validation favorise les comparaisons entre les codes. Par contre, étant donnée sa pauvreté numérique, il ne permet pas de cerner correctement leurs déficiences. Il n'autorise pas par exemple la distinction entre les erreurs systématiques, ou biais, et les écarts par rapport à ces erreurs systématiques, ou écarts-types. Dans ces conditions, l'indépendance entre ces validations et les ajustements des paramétrisations des modèles de transfert radiatif n'est pas toujours stricte (Fels *et al.*, 1991).

TIGR-3 satisfait plus aux exigences de représentativité et de nombre que les cinq situations atmosphériques de l'AFGL. Cependant, la base a servi lors des apprentissages des réseaux de

neurones de NeuroFlux. Elle n'est pas indépendante du modèle neuronal. De même pour TIGR-2, dont les classes tempérées et polaires sont aussi celles de TIGR-3. Les validations de NeuroFlux se sont donc appuyées sur la première version de TIGR, évoquée au chapitre précédent.

Nous rappelons que TIGR-1 est une base de 1207 radiosondages. Ils proviennent d'un échantillonnage de 6600 radiosondages, recueillis auprès de différents organismes d'État (Météorologie Nationale, National Earth Science Service, ...). TIGR-3 contient 235 situations en commun avec TIGR-1. Ces situations ont donc contribué aux apprentissages des réseaux de neurones de NeuroFlux-A et NeuroFlux-B, qui les traitent a priori mieux que toute autre situation. De manière à disposer d'une base de test indépendante, les 235 situations ont été retirées de TIGR-1. Nous désignons par TIGR-1r cette base réduite. Elle contient 1032 situations. Dans un premier temps, la base TIGR-1r a été divisée en cinq sous-ensembles, suivant les cinq classes de masses d'air de TIGR-2. La méthode employée est la même que celle utilisée pour les 80 000 radiosondages, décrite dans la section V.7.1. Parce que les résultats présentés dans la suite sont relativement homogènes, les classes *tempérée 1* et *tempérée 2* d'une part, et les classes *polaire 1* et *polaire 2* d'autre part, ont été rassemblées en respectivement une classe *tempérée* et une classe *polaire*. Sur les trois classes de masses d'air résultantes, les 1032 radiosondages sont répartis comme suit : 265 exemples tropicaux, 509 exemples tempérés et 258 exemples polaires. Comme pour TIGR-3, les profils d'ozone de la base ont été remplacés à l'aide de la climatologie décrite dans la section V.7.

Les flux radiatifs aux GO et les taux de refroidissement associés à chacun des 1032 radiosondages ont été calculés avec 4A, avec le CBL96, avec NeuroFlux-A et avec NeuroFlux-B. Dans tous les cas, l'approximation diffuse a été utilisée pour la résolution de l'intégration angulaire. Ainsi, la figure III.1 nous a montré les profils moyens des quantités calculées par 4A. D'autre part, nous avons estimé la validité des calculs de 4A et du CBL96 (voir section III.6). Nous validons ici NeuroFlux-A et NeuroFlux-B. Nous montrons donc dans la suite les comparaisons entre les résultats des calculs des flux par NeuroFlux-A et le CBL96 d'une part, et par NeuroFlux-B et 4A d'autre part. Le CBL96 est hautement paramétrisé et autorise un calcul rapide des flux. Au contraire, 4A prend en compte toutes les raies d'absorption des différents constituants atmosphériques et nécessite des temps de calcul sensiblement plus longs. Les contraintes liées à 4A ne nous ont pas permis de valider NeuroFlux-B de manière aussi fouillée que NeuroFlux-A.

## VI.2.2 Comparaisons en ciel clair

La figure VI.1 montre, par classe de masses d'air, les différences entre NeuroFlux-A et le CBL96 pour le calcul des flux GO. Le taux de dioxyde de carbone est fixé à 353 *ppmv* (valeur IPCC de 1991), et l'émissivité de surface à 0.99. L'erreur commise par NeuroFlux est décrite par un biais et un écart-type. Quelle que soit la classe de masses d'air, les biais des flux montants sont inférieurs à  $1.0 \text{ W/m}^2$ . Dans les classes tempérées et polaires, les écarts-types sont similaires. Pour la classe tropicale, les écarts-types sont compris entre 1.0 et  $1.5 \text{ W/m}^2$ . Les biais des flux descendants sont inférieurs à  $0.8 \text{ W/m}^2$  en valeur absolue, et les écarts-types à  $3 \text{ W/m}^2$ . L'erreur est la plus grande vers 400 *hPa*, une altitude où les variations verticales des flux descendants sont particulièrement importantes. Les statistiques correspondantes pour le calcul des taux de refroidissement apparaissent sur la figure VI.2. Les biais sont inférieurs en valeur absolue à  $0.1 \text{ K/j}$ , sauf dans la classe tropicale au niveau de la surface, où ils atteignent  $-0.2 \text{ K/j}$ . Les écarts-types sont de l'ordre de  $0.15 \text{ K/j}$ , avec des valeurs plus im-

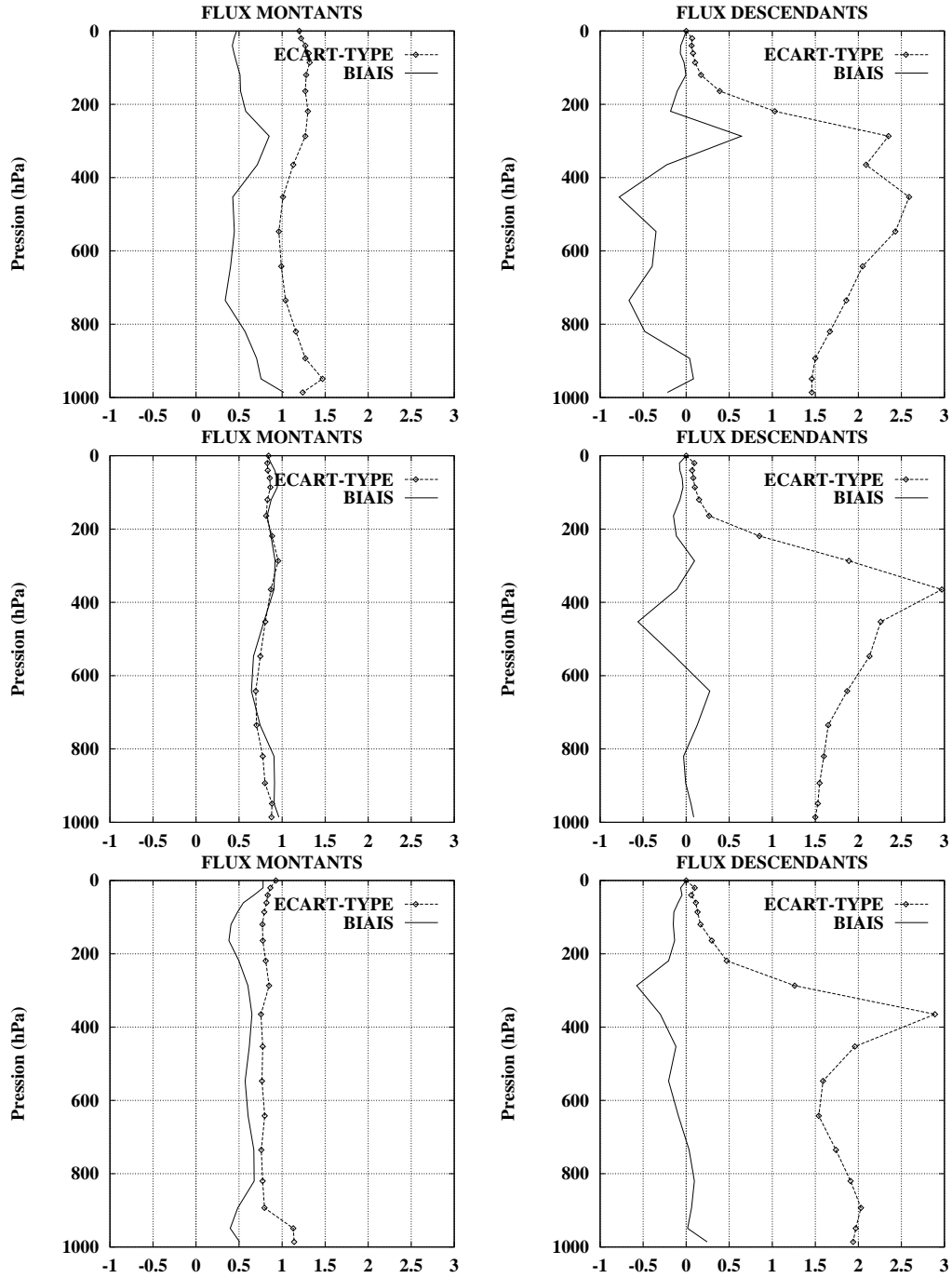


FIG. VI.1 – Validation de *NeuroFlux-A* par rapport au *CBL96* sur *TIGR-1r*. Statistiques des écarts entre *NeuroFlux-A* et le *CBL96* ( $F[\text{NeuroFlux-A}] - F[\text{CBL96}]$ ). En haut : classe tropicale. Au milieu : classe tempérée. En bas : classe polaire. À gauche : flux montants. À droite : flux descendants. Les flux sont en  $W/m^2$ .

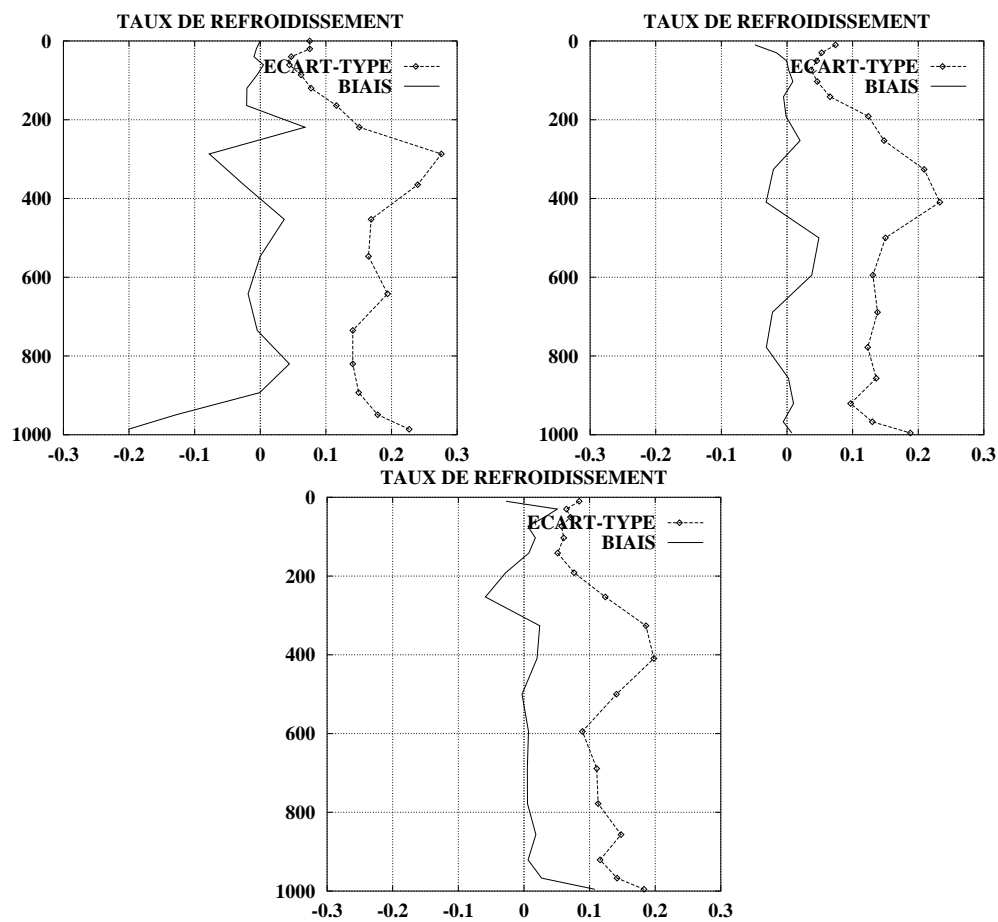


FIG. VI.2 – Validation de NeuroFlux-A par rapport au CBL96. Comme à la figure précédente, mais pour le calcul des taux de refroidissement, en  $K/j$ . À gauche : classe tropicale. À droite : classe tempérée. Au milieu : classe polaire.



portantes vers 400  $hPa$ .

Les différences entre NeuroFlux-B et 4A sont comparables à celles de NeuroFlux-A et du CBL96 (figures VI.3 et VI.4). Comparons-les à celles entre le CBL96 et le modèle raie-par-raie 4A, sur les figures III.9 et III.10 du chapitre III. Nous constatons que les écarts systématiques entre NeuroFlux-B et 4A sont sensiblement plus faibles que ceux entre le CBL96 et 4A, alors que les écarts-types sont similaires. Or, de par son caractère raie-par-raie, 4A permet la meilleure précision actuellement possible. Cette affirmation a été confirmée par les validations de la méthode (voir section III.6.1). *NeuroFlux-B semble donc mieux paramétriser les processus radiatifs que le CBL96*, qui lui aussi a été paramétrisé à partir d'un modèle raie-par-raie.

Il est difficile d'expliquer la forme des erreurs par rapport au modèle qui a servi lors de l'apprentissage des réseaux, car elle varie à la fois suivant les architectures des réseaux choisies, et suivant les bases d'apprentissage utilisées. Les causes des erreurs sont plus statistiques que physiques. Cependant, d'un apprentissage à l'autre deux constantes apparaissent :

- C'est pour la classe tropicale qu'est observée la plus grande irrégularité de la répartition verticale des biais. On peut la relier à la difficile paramétrisation de l'absorption par la vapeur d'eau, principale source de différences entre les codes paramétrisés.
- Entre 300 et 400  $hPa$ , le réseau commet une erreur plus importante que sur les autres niveaux de pression. L'altitude du maximum de cette erreur varie suivant la classe de masses d'air. Elle correspond à un point d'inflexion dans les profils des taux de refroidissement (voir figure III.1). D'autres codes rapides présentent cette même caractéristique (Fels *et al.*, 1991 ; Baer *et al.*, 1996).

À défaut de pouvoir expliquer précisément les caractéristiques des erreurs (profil vertical, ordre de grandeur), nous pouvons comparer ces résultats aux performances des autres codes de transfert radiatif. Dans leurs comparaisons entre trois modèles raie-par-raie, (Ridgway *et al.*, 1991) montrent des écarts-types entre les calculs des différents codes inférieurs à 0.5  $W/m^2$  pour celui des flux, et à 0.1  $K/j$  pour celui des taux de refroidissement. Les codes paramétrisés NeuroFlux-A et NeuroFlux-B sont caractérisés par des erreurs supérieures pour le calcul de ces deux quantités.

Les résultats de la validation de NeuroFlux-A et NeuroFlux-B sont en revanche tout à fait comparables à celles des codes rapides utilisés pour des calculs couvrant tout le globe et de longues périodes de temps, comme ceux des MCG. Les performances du CBL96 par rapport à 4A ont été montrées au chapitre III (figure III.6.2). Le groupe de travail ICRCM évoqué au début de ce chapitre étudie les différences entre les modèles de transfert radiatif rapides. L'exercice de 1988 rassemblait 38 groupes de recherche. La comparaison de leurs codes s'appuyait sur les cinq situations atmosphériques de l'AFGL précitées. Les résultats ont été publiés en 1991 (Ellingson et Ellis, 1991). Le tableau VI.1 présente les résultats concernant les calculs des flux GO associés aux cinq atmosphères de l'AFGL. Dans cet exercice, le taux de  $CO_2$  est fixé à 300  $ppmv$ . On remarque que les erreurs de NeuroFlux-A et de NeuroFlux-B sont nettement inférieures à la dispersion des codes ICRCM, pour le calcul des flux descendants. L'écart-type entre les codes ICRCM dépasse en effet 6  $W/m^2$  pour les flux descendants à la surface, 11  $W/m^2$  pour l'atmosphère tropicale, alors que l'écart quadratique entre NeuroFlux-B et 4A est inférieur à 2  $W/m^2$ , quelle que soit la classe de masses d'air. Les performances de NeuroFlux-B se distinguent aussi pour le calcul des flux montants. À la surface, les écarts

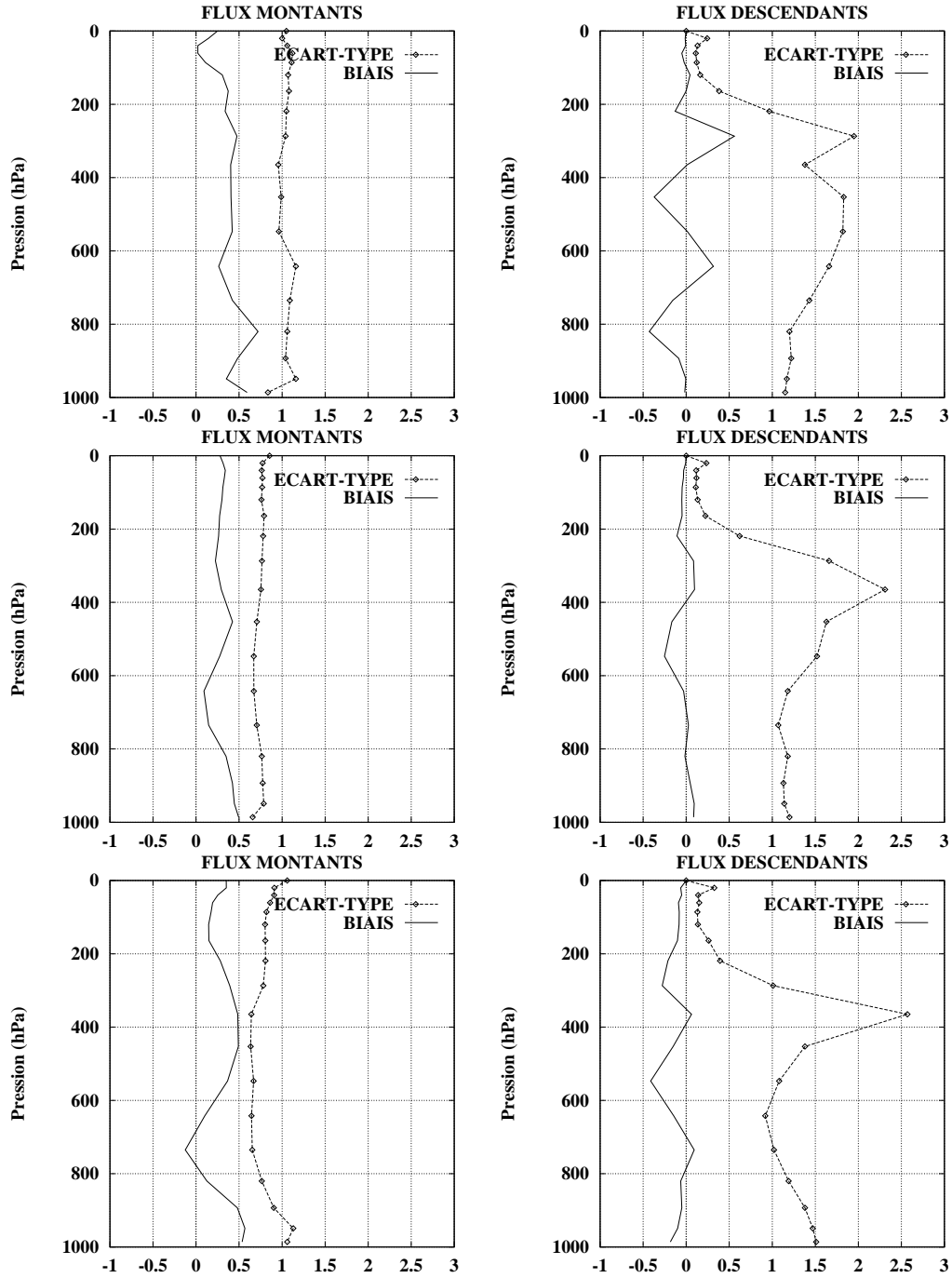


FIG. VI.3 – Validation de NeuroFlux-B sur TIGR-1r par rapport à 4A. Statistiques des écarts entre NeuroFlux-B et le 4A ( $F[\text{NeuroFlux-B}] - F[4A]$ ). En haut : classe tropicale. Au milieu : classe tempérée. En bas : classe polaire. À gauche : flux montants. À droite : flux descendants. Les flux sont en  $W/m^2$ .

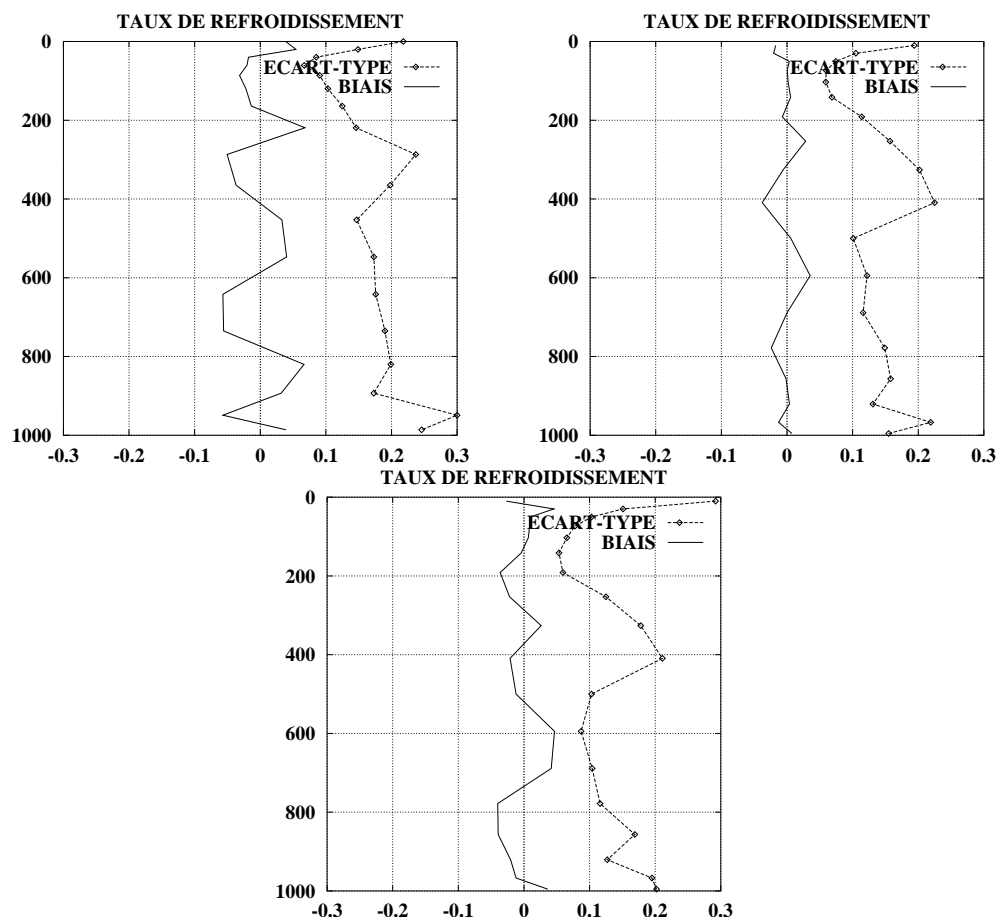


FIG. VI.4 – Validation de NeuroFlux-B par rapport à 4A. Comme à la figure précédente, mais pour le calcul des taux de refroidissement, en  $K/j$ . À gauche : classe tropicale. À droite : classe tempérée. Au milieu : classe polaire.

| cas                | statistique | surface        |                  | tropopause     |                  | sommet         |
|--------------------|-------------|----------------|------------------|----------------|------------------|----------------|
|                    |             | $F^{\uparrow}$ | $F^{\downarrow}$ | $F^{\uparrow}$ | $F^{\downarrow}$ | $F^{\uparrow}$ |
| tropical           | écart-type  | 1.29           | 11.51            | 3.22           | 8.12             | 6.93           |
|                    | nombre      | 38             | 38               | 34             | 34               | 40             |
| moy. lat.<br>été   | écart-type  | 1.15           | 8.21             | 6.42           | 3.17             | 6.00           |
|                    | nombre      | 39             | 39               | 35             | 35               | 39             |
| moy. lat.<br>hiver | écart-type  | 0.95           | 6.14             | 4.60           | 4.35             | 4.46           |
|                    | nombre      | 37             | 37               | 34             | 34               | 39             |
| arctique<br>hiver  | écart-type  | 1.02           | 6.77             | 5.82           | 4.76             | 5.35           |
|                    | nombre      | 37             | 37               | 34             | 34               | 39             |
| arctique<br>été    | écart-type  | 0.72           | 8.88             | 5.20           | 3.94             | 4.57           |
|                    | nombre      | 37             | 37               | 34             | 34               | 39             |

TAB. VI.1 – Dispersion des modèles de transfert radiatif GO utilisés lors de l'exercice ICRCCM de 1988. Le nombre de codes participant, variable, est indiqué. D'après (Ellingson et Ellis, 1991).

sont comparables, environ  $1 \text{ W/m}^2$ . Au sommet, l'écart-type ICRCCM dépasse  $5 \text{ W/m}^2$ , alors que les différences entre les calculs de NeuroFlux-B et ceux de 4A sont inférieures à  $1.5 \text{ W/m}^2$ .

Les résultats publiés d'ICRCCM ne traitent pas le calcul des taux de refroidissement. Pour estimer les performances de NeuroFlux, on peut se reporter à l'étude de (Fels *et al.*, 1991), où sont comparés les codes utilisés dans les MCG de trois institutions : Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL), National Center for Atmospheric Research (NCAR) et Goddard Institute for Space Studies (GISS). Les comparaisons des calculs de ces trois codes avec des calculs raie-par-raie, sur trois des cinq situations de l'AFGL (McClatchey *et al.*, 1971), montrent des différences comprises en général entre  $0.1$  et  $0.5 \text{ K/j}$ . Chacun des points d'inflexion des profils, vers  $100 \text{ hPa}$ , vers  $300 \text{ hPa}$ , et vers la surface (voir figure III.1), est marqué par des erreurs plus importantes que sur les autres niveaux de pression. Les validations de NeuroFlux montrent des performances comparables, voire meilleures.

### VI.2.3 Études de sensibilité en ciel clair

Le lien entre un modèle basé sur une méthode statistique, et la base de données sur laquelle les paramètres du modèle ont été inférés, induit souvent des critiques justifiées. Le modèle peut avoir un comportement satisfaisant pour des situations proches des exemples de la base de données, et fournir des réponses fortement erronées pour des cas éloignés des exemples de la base.

Les paramètres des réseaux de NeuroFlux sont déterminés statistiquement sur plusieurs bases d'apprentissage. Les résultats précédents montrent les qualités de ces dernières, en ce qui concerne la représentativité des situations observables dans l'atmosphère terrestre. En effet, les réseaux généralisent de manière satisfaisante les liens établis sur leur base d'apprentissage entre les paramètres géophysiques d'une part et les variables radiatives GO d'autre part.

L'étendue numérique limitée des bases d'apprentissage, moins de 5000 situations chacune, n'autorise cependant pas des performances similaires pour tous les types de situations possibles. En particulier, l'erreur croît nécessairement pour des situations qui se situent en bordure du champ de représentativité des réseaux. D'autres expériences ont donc été menées sur des situations plus rares. Pour cela, la description géophysique des situations de TIGR-1r a été modifiée de manière sélective. Nous avons successivement modifié les profils de température, de vapeur d'eau et d'ozone, les températures et les émissivités de surface, ainsi que les concentrations moyennes du dioxyde de carbone. Seul NeuroFlux-A a été utilisé pour ces validations, à cause de la rapidité de son code de référence, le CBL96, par rapport à celui de NeuroFlux-B, 4A.

Le mode opératoire est le même pour toutes les études de sensibilité présentées ici. Soit une situation atmosphérique  $i$ . Soit  $F[\textit{initial}]$  un flux, montant ou descendant, à un niveau de pression fixé, associé à  $i$  par un code de transfert radiatif. Soit une perturbation de  $i$  : par exemple, la température de surface est augmentée de  $5 \text{ K}$ , alors que les autres paramètres géophysiques de  $i$  sont gardés constants. Soit  $F[\textit{modifié}]$  le flux correspondant au cas où  $i$  est perturbé. Nous observons l'erreur de NeuroFlux-A pour le calcul de la variation du flux :  $\delta_x = F[\textit{initial}] - F[\textit{modifié}]$ .

- **Sensibilité à une variation forte du profil de température**

Dans un premier temps, nous avons choisi de diminuer les températures à  $700 \text{ hPa}$  de

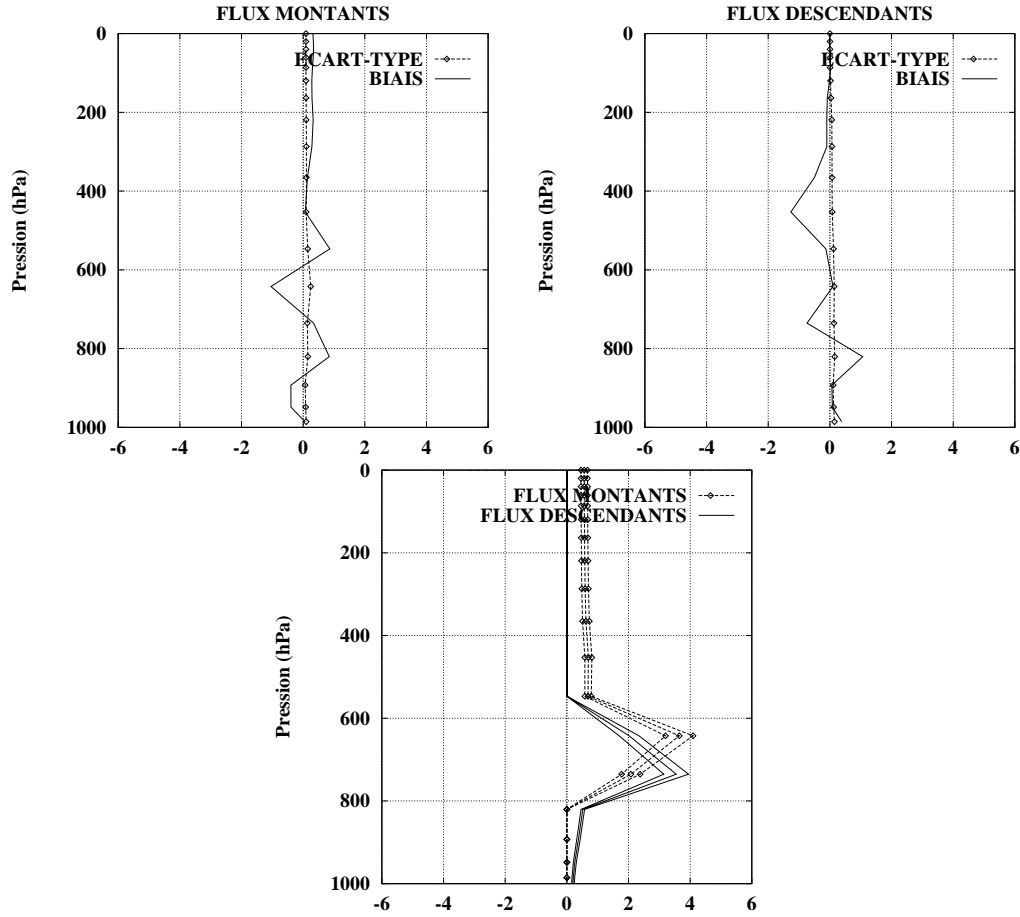


FIG. VI.5 – Validation de NeuroFlux-A sur TIGR-1r par rapport au CBL96. Les températures  $\theta$  à 700 hPa ont été diminuées de 3 K. On calcule  $\delta = F[\theta \text{ initial}] - F[\theta \text{ modifié}]$ . En haut : statistiques des écarts entre NeuroFlux-A et le CBL96 ( $\delta[\text{NeuroFlux-A}] - \delta[\text{CBL96}]$ ), classe tempérée. En bas : valeurs de référence (CBL96) ; moyenne des valeurs, plus ou moins un écart-type, dans la classe tempérée de TIGR-1r. Les flux sont en  $\text{W/m}^2$ .

chacun des profils de TIGR-1r. Les profils de température sont alors plus irréguliers que dans les lots d'apprentissage, où de fortes corrélations entre les variables de niveaux de pression consécutifs peuvent être observées. Dans ce fichier de test synthétique, les dérivées premières des profils de température à 700 *hPa* sont donc sensiblement différentes de celles de TIGR-3. La figure VI.5 montre le changement des flux montants et descendants lié à cette modification des profils de température. Comme les profils sont définis au milieu des couches verticales sur lesquelles est discrétisée l'atmosphère, alors que les flux sont calculés aux limites de ces couches, l'altitude du maximum des variations n'est pas la même pour les flux montants que pour ceux descendants. Les différences entre NeuroFlux-A et le CBL96 pour le calcul de ces variations de flux sont portées sur la même figure (VI.5). Les résultats sont semblables dans les différentes classes. Nous ne présentons que ceux de la classe tempérée. Les erreurs de NeuroFlux-A pour le calcul de la variation des flux radiatifs sont sensiblement inférieures à celles pour le calcul des flux (figure VI.1). Les écarts-types sont de l'ordre à 0.1  $W/m^2$ . Par contre, tous les niveaux sont entachés de biais importants, jusqu'à 1.2  $W/m^2$ , même les niveaux qui sont physiquement indépendants de la discontinuité : les flux descendants au-dessus de 700 *hPa*, et les flux montants en-dessous. L'interconnexion de toutes les entrées des réseaux de neurones au niveau de la couche cachée, favorise ce genre de comportement. Chaque sortie dépend de toutes les entrées, même si l'algorithme de rétropropagation du gradient diminue fortement certains liens.

L'implication de ces erreurs de NeuroFlux est faible pour des applications de simulation climatique, puisque les profils simulés par les MCG sont alors relativement lisses. Par contre, leur implication est plus nette dans le cadre des calculs radiatifs associés à une base de données d'observations, ou dans les simulations à court terme des MCG couplés avec un modèle d'assimilation. Un exemple est montré dans la section VI.3, avec les observations TOVS inversées par la méthode 3I.

#### • Sensibilité à une variation forte du profil de vapeur d'eau

La figure VI.6 présente les résultats pour la sensibilité à une discontinuité du profil de vapeur d'eau. Seuls les résultats concernant la classe tropicale, où la vapeur d'eau est la plus importante sont présentés. Les rapports de mélange entre 300 *hPa* et 500 *hPa* ont été diminués de 20%. L'erreur de NeuroFlux-A reste inférieure à 1.0  $W/m^2$  sur tous les niveaux, mais encore une fois, des sorties théoriquement indépendantes du phénomène, sont perturbées.

#### • Sensibilité à une variation du profil d'ozone

Pour étudier la sensibilité de NeuroFlux-A à l'ozone, nous avons utilisé le standard de validation de (Shine *et al.*, 1995). Ce standard se situe dans un contexte particulier.

En effet, les climatologues soulignent depuis plusieurs décennies la sensibilité du climat aux changements de concentration de l'ozone stratosphérique et troposphérique. Deux articles publiés dans la revue scientifique *Nature* marquent particulièrement l'étude de l'ozone atmosphérique. (Molina et Rowland, 1974) montrent que l'ozone peut être raréfié par les émissions d'origine anthropogénique de chlorofluorocarbones dans l'atmosphère. (Farman *et al.*, 1985) révèlent l'existence d'un trou d'ozone au-dessus de l'Antarctique au printemps austral. L'étude des données satellitales, celles des instruments *Total Ozone Mapping Spectrometer* (TOMS) et *Solar Backscatter UltraViolet* (SBUV) sur NIMBUS-7, et SBUV-2 sur NOAA-11, ainsi que des stations de radiosondage, montrent une tendance de l'ozone à décroître (Bojkov et Fioletov, 1995 ; Stolarski *et al.*, 1995) (voir figure I.1 au chapitre I). Si le contenu total en

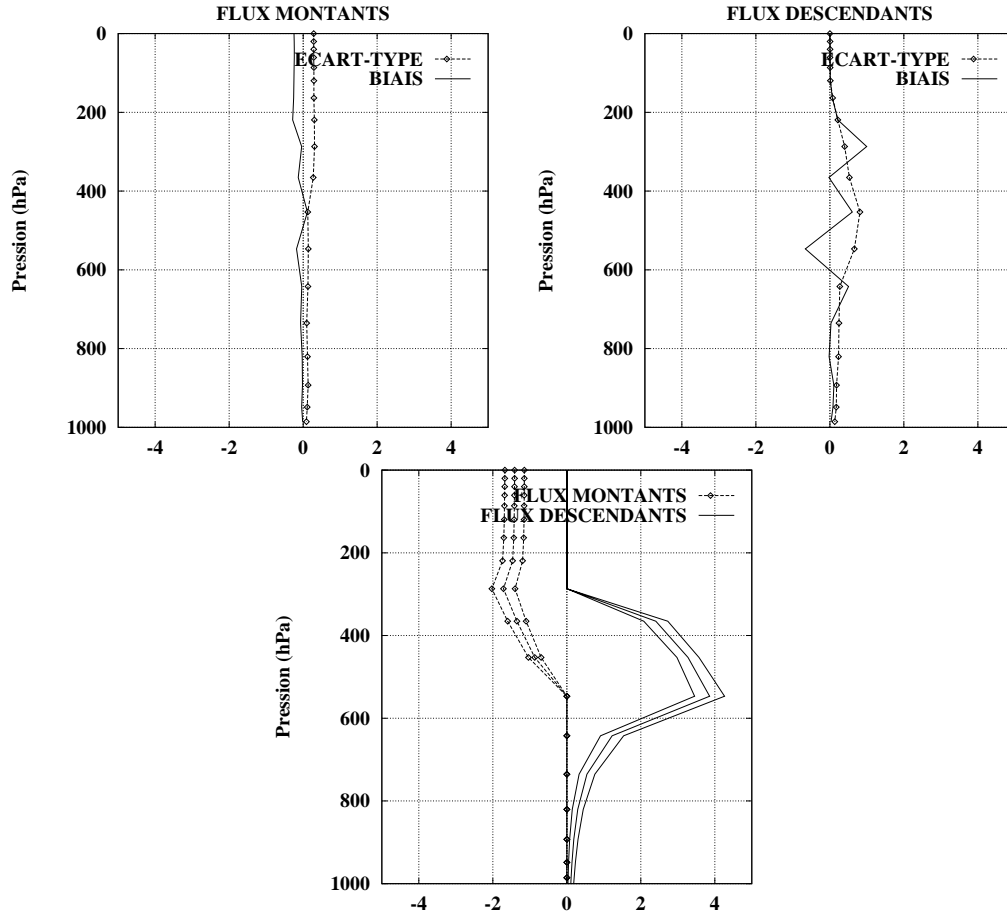


FIG. VI.6 – Validation de NeuroFlux-A sur TIGR-1r par rapport au CBL96. Les rapports de mélange de la vapeur d'eau entre 300 hPa et 500 hPa ont été diminués de 20%. On calcule  $\delta = F[\text{initial}] - F[\text{modifié}]$ . En haut : statistiques des écarts entre NeuroFlux-A et le CBL96 ( $\delta[\text{NeuroFlux-A}] - \delta[\text{CBL96}]$ ), classe tropicale. En bas : valeurs de référence (CBL96) ; moyenne des valeurs, plus ou moins un écart-type, dans la classe tropicale de TIGR-1r. Les flux sont en  $\text{W}/\text{m}^2$ .

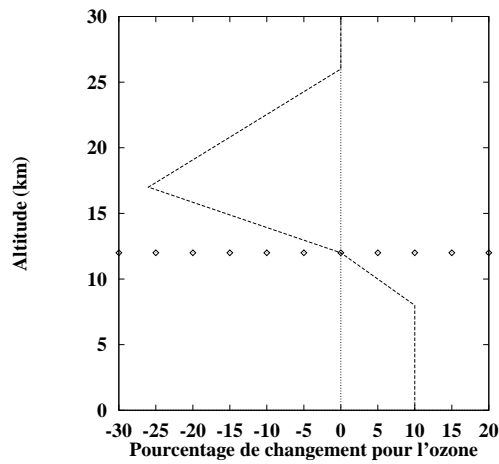


FIG. VI.7 – Modification type appliquée aux profils d'ozone de TIGR-1r. C'est une simplification de celle de (Shine *et al.*, 1995). La tropopause varie suivant le profil de température. Sur la figure, elle a été fixée à 12 km. Elle est matérialisée par des pointillés.

ozone diminue, la répartition des changements de concentration varie nettement avec l'altitude. Les changements stratosphériques ont été étudiés lors des expériences *Stratospheric Aerosol and Gas Experiment I et II* (SAGE-I/II (McCormick *et al.*, 1992)). Les données récoltées dans le cadre de cette expérience s'étalent de 1979 à aujourd'hui. Elles indiquent une forte diminution dans la stratosphère, où la majeure partie de l'ozone, à peu près 90%, est rassemblée. Le taux de déperdition annuel moyen autour de 17 km d'altitude se situe entre 1.5 et 3%. Les stations au sol et les ballons permettent d'étudier les changements troposphériques. Les données sur l'hémisphère nord suggèrent une augmentation de l'ozone d'environ 1% par an en dessous de 8 km d'altitude (Houghton *et al.*, 1990). L'altitude de croisement entre tendance négative et tendance positive se situe à proximité de la tropopause.

(Shine *et al.*, 1995) ont calculé le forçage radiatif dû à des changements d'ozone dans la troposphère et la stratosphère, à l'aide de différents modèles de transfert radiatif. Ils utilisent la situation atmosphérique de l'AFGL de type *moyennes latitudes été* (McClatchey *et al.*, 1971) et lui imposent un changement d'ozone type. Dans la stratosphère au-dessus de 17 km, le changement est celui observé par (Schwarzkopf et Ramaswamy, 1993) pendant les expériences SAGE. En-dessous de 17 km, il décroît linéairement jusqu'à la tropopause. Le changement dans la stratosphère est une augmentation linéaire jusqu'à 8 km, puis constante de 10% en-dessous.

Nous avons utilisé le profil type de changement d'ozone décrit par (Shine *et al.*, 1995) pour tester la sensibilité de NeuroFlux à l'ozone. Nous l'avons simplifié afin de tenir compte de la discrétisation de l'atmosphère en 19 niveaux de pressions utilisée dans NeuroFlux. La figure VI.7 montre le changement d'ozone que nous avons appliqué. Afin de l'appliquer sur TIGR-1r, nous avons déterminé l'altitude de la tropopause de chaque situation par une analyse automatique de la pente des profils de température. La conversion des altitudes en pression est décrite dans la section II.6. La figure VI.8 montre, pour les classes de masses d'air tempérées, les résultats de la validation de la sensibilité de NeuroFlux-A à cette modification de l'ozone. Dans les autres classes, les résultats sont semblables.

Sur la figure VI.8, le changement radiatif dans la stratosphère atteint  $0.2 \text{ W/m}^2$  pour les flux montants. L'erreur correspondante de NeuroFlux-A est de l'ordre de  $0.1 \text{ W/m}^2$ . Dans la



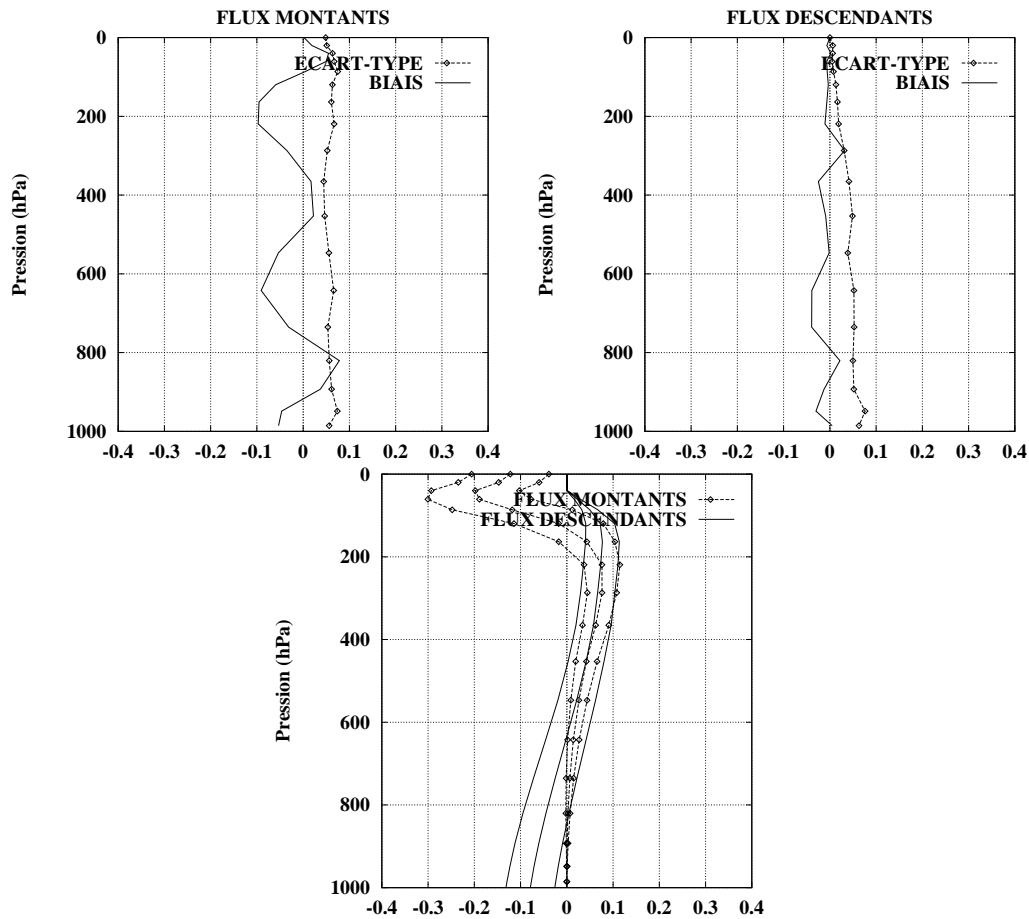


FIG. VI.8 – Validation de NeuroFlux-A sur TIGR-1r par rapport au CBL96. Le profil d’ozone a été modifié suivant (Shine et al., 1995). On calcule  $\delta = F[\text{ozone initial}] - F[\text{ozone modifié}]$ . En haut : statistiques des écarts entre NeuroFlux-A et le CBL96 ( $\delta[\text{NeuroFlux-A}] - \delta[\text{CBL96}]$ ), classe tempérée. En bas : valeurs de référence (CBL96); moyenne des valeurs, plus ou moins un écart-type, dans la classe tempérée de TIGR-1r. Les flux sont en  $W/m^2$ .

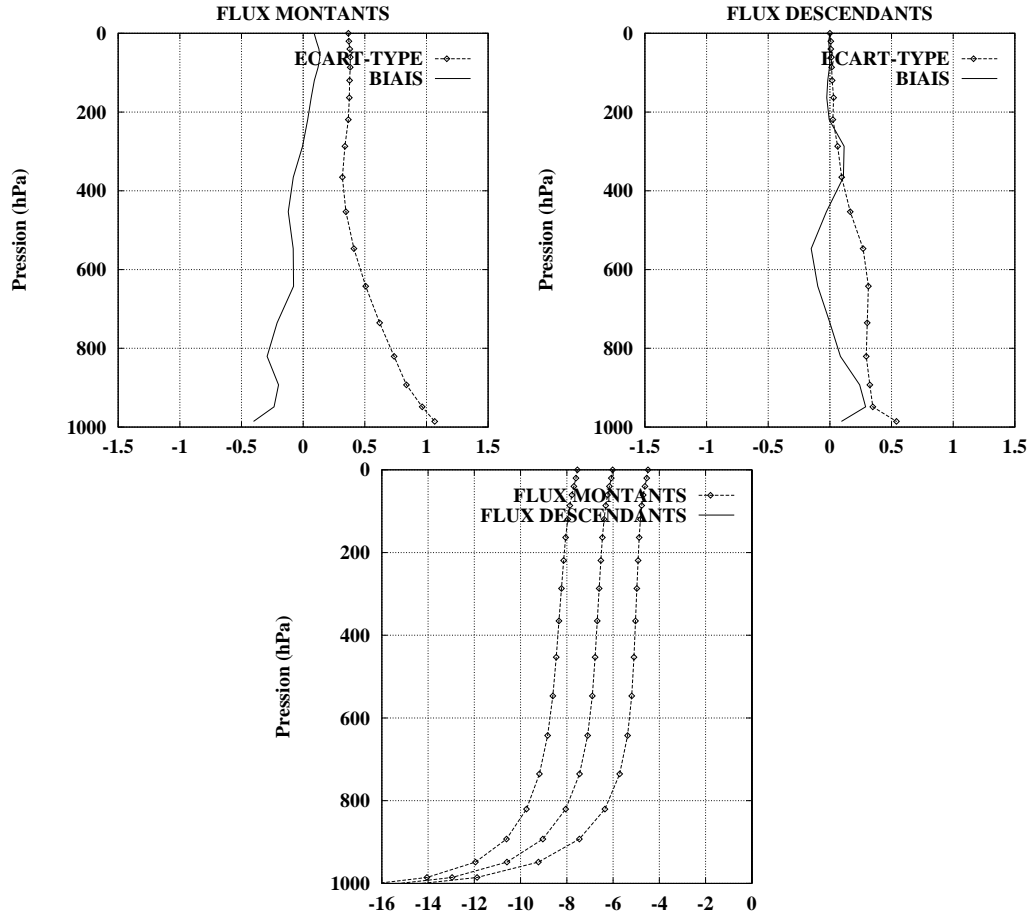


FIG. VI.9 – Validation de NeuroFlux-A sur TIGR-1r par rapport au CBL96. Les températures de surface  $\theta_s$  ont été augmentées de 5 K. On calcule  $\delta = F[\theta_s \text{ initial}] - F[\theta_s \text{ modifié}]$ . En haut : statistiques des écarts entre NeuroFlux-A et le CBL96 ( $\delta[\text{NeuroFlux-A}] - \delta[\text{CBL96}]$ ), classe tropicale. En bas : valeurs de référence (CBL96); moyenne des valeurs, plus ou moins un écart-type, dans la classe tropicale de TIGR-1r. Les flux descendants ne sont pas visibles sur la figure du bas, car leur variation est nulle avec le CBL96. Les flux sont en  $W/m^2$ .

troposphère, l'erreur de NeuroFlux-A pour les flux descendants est de l'ordre de grandeur du changement radiatif,  $0.1 W/m^2$  environ. Par contre, elle est supérieure pour les flux montants dans la troposphère. Elle atteint  $0.1 W/m^2$  dans le bas de l'atmosphère, alors que le changement radiatif calculé par le CBL96 y est presque nul. Cette expérience dépasse les objectifs que nous nous sommes fixés pour TIGR-3 : les erreurs de NeuroFlux sont probablement dues à une insuffisante représentativité de la base de données d'ozone de TIGR-3, en ce qui concerne l'augmentation troposphérique de ce gaz.

#### • Sensibilité à une variation de la température de surface

L'information sur la température de surface des situations archivées dans TIGR-1r, n'a pas été conservée. Les calculs précédents ont été faits en initialisant la température de surface  $\theta_s$  à la température à 1013 hPa,  $\theta_0$ . Dans le cadre de la validation de NeuroFlux-A, nous avons introduit une température de surface différente :  $\theta_s = \theta_0 + 5$  (en degrés). Les résultats de la validation de la sensibilité de NeuroFlux-A à cette augmentation de  $\theta_s$  apparaissent sur la

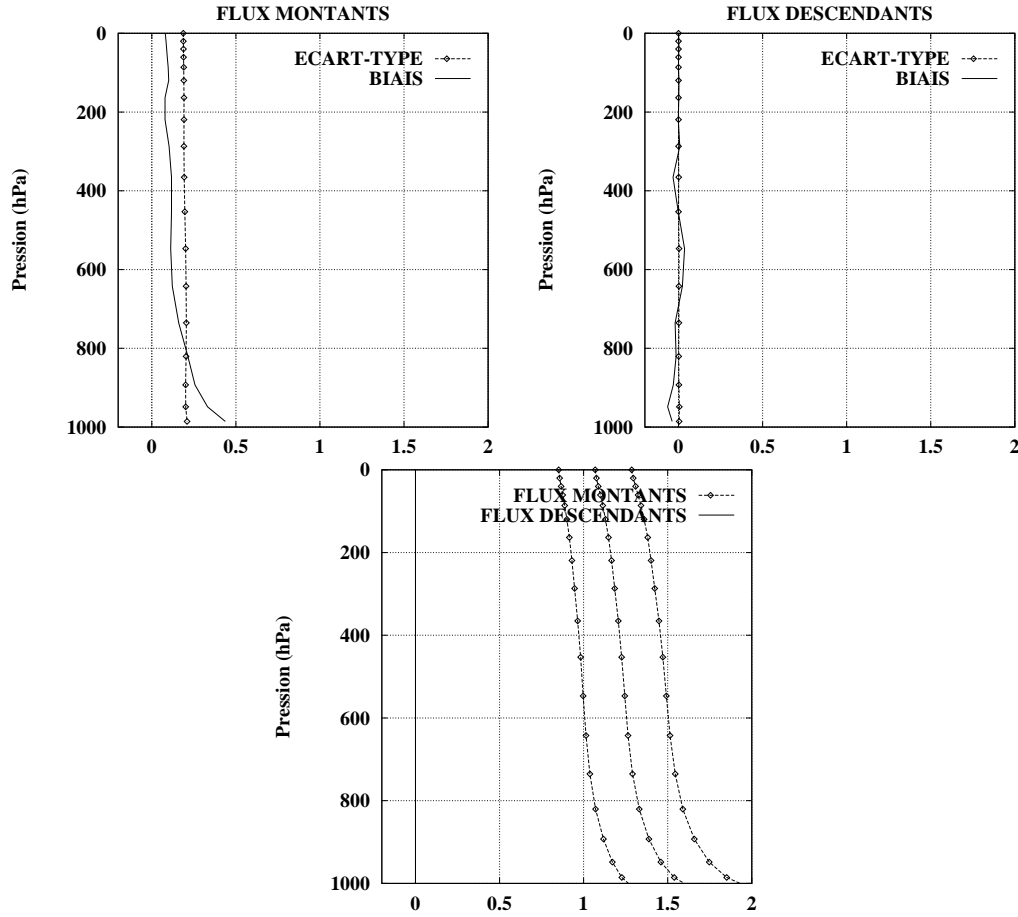


FIG. VI.10 – Validation de NeuroFlux-A sur TIGR-1r par rapport au CBL96. On calcule  $\delta = F[\epsilon_s = 0.99] - F[\epsilon_s = 0.95]$ . En haut : statistiques des écarts entre NeuroFlux-A et le CBL96 ( $\delta[\text{NeuroFlux-A}] - \delta[\text{CBL96}]$ ), classe tempérée. En bas : valeurs de référence (CBL96); moyenne des valeurs, plus ou moins un écart-type, dans la classe tempérée de TIGR-1r. Les flux sont en  $\text{W}/\text{m}^2$ .

figure VI.9. Seule la classe tropicale est présentée. Par comparaison aux calculs du CBL96, les biais pour les flux montants atteignent  $0.5 \text{ W}/\text{m}^2$  à la surface et ne dépassent pas  $0.2 \text{ W}/\text{m}^2$  au-dessus. Les écart-types sont inférieurs à  $1.0 \text{ W}/\text{m}^2$ . Comme précédemment, l'erreur rejaille sur des sorties physiquement indépendantes de la modification des entrées réalisée. L'erreur pour les flux descendants dépasse ainsi  $0.5 \text{ W}/\text{m}^2$  en dessous de  $800 \text{ hPa}$ . Ces erreurs restent cependant relativement faibles comparées aux autres incertitudes.

#### • Sensibilité à une variation de l'émissivité de surface

L'émission radiative aux GO de la Terre varie suivant l'émissivité de surface (voir section II.6). Les travaux publiés sur les variations de l'émissivité suivant la nature de la surface, la fréquence, et l'angle d'émission, se concentrent surtout sur la «fenêtre» spectrale entre  $800$  et  $1250 \text{ cm}^{-1}$  (Bartholomew *et al.*, 1989 ; Salisbury et D'Aria, 1992 ; Wu et Smith, 1997). L'intérêt pour cette région spectrale découle des fortes valeurs du rayonnement aux GO et de la relative transparence de l'atmosphère, à l'intérieur de cette région (voir paragraphe II.6). Malgré les progrès réalisés, on est encore loin d'une observation mondiale, continue, et précise, de l'émissivité de surface. L'objectif d'une précision de  $0.5\%$  sur la détermination opérationnelle

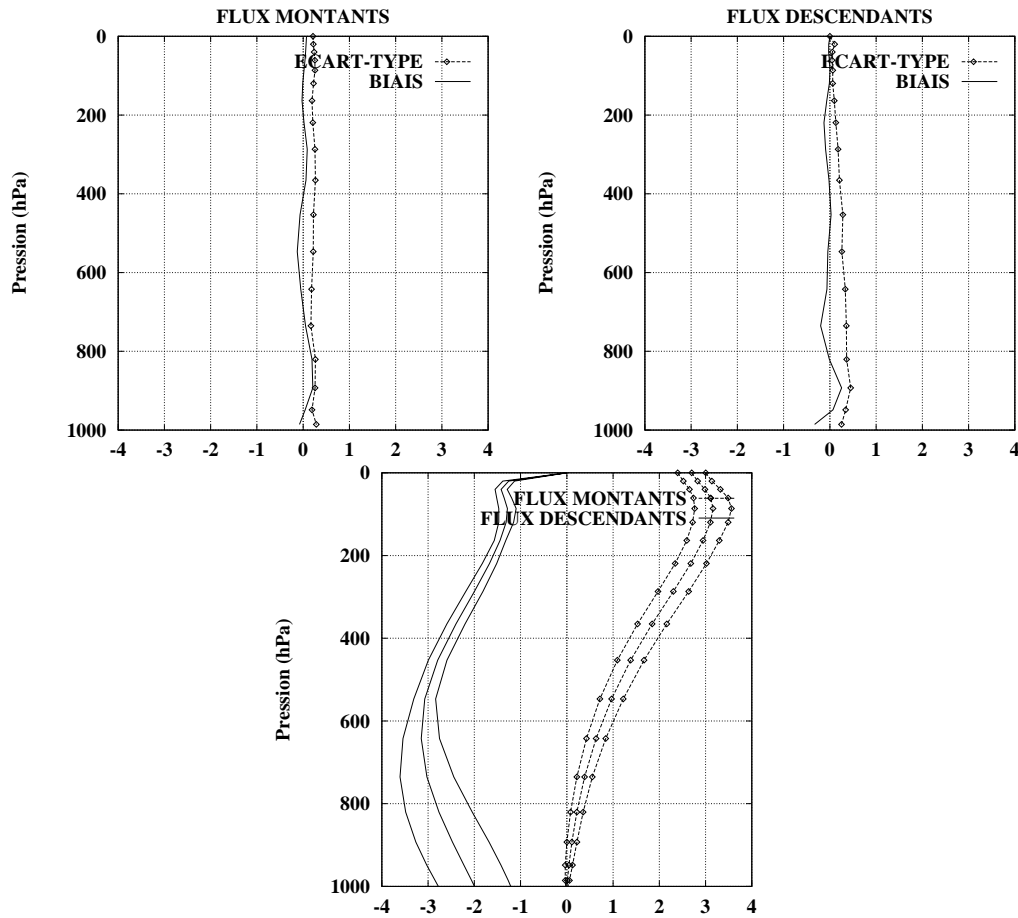


FIG. VI.11 – Validation de NeuroFlux-A sur TIGR-1r par rapport au CBL96. La concentration de  $CO_2$  a été doublée par rapport au taux actuel. On calcule  $\delta = F[CO_2 \text{ initial}] - F[2 \times CO_2]$ . En haut : statistiques des écarts entre NeuroFlux-A et le CBL96 ( $\delta[\text{NeuroFlux-A}] - \delta[\text{CBL96}]$ ), classe tropicale. En bas : valeurs de référence (CBL96); moyenne des valeurs, plus ou moins un écart-type, dans la classe tropicale de TIGR-1r. Les flux sont en  $W/m^2$ .

de l'émissivité n'est pas atteint (Wu et Smith, 1997). La plupart des algorithmes d'inversion fixent les valeurs de l'émissivité. Le tableau V.4 du chapitre V indique par exemple les valeurs de l'émissivité de surface définies dans la base TIGR. Proche de 1.0 pour la mer, elle descend jusqu'à 0.93 vers  $1217 \text{ cm}^{-1}$  sur les terres. Dans les MCG, l'émissivité est souvent fixée à l'unité, ou à une constante sur tout le spectre (par exemple 0.96 dans le modèle de climat du LMD).

La sensibilité de NeuroFlux-A à ce paramètre a été testée (figure VI.10). Pour une variation de 0.99 à 0.96, les biais par rapport au CBL96 pour les flux montants sont inférieurs à  $0.5 \text{ W/m}^2$  en valeur absolue, et les écarts-type à  $1 \text{ W/m}^2$ . Comme on l'a vu plus haut, les flux descendants sont sensibles aux variations des paramètres de surface. L'écart-type est autour de  $0.3 \text{ W/m}^2$ .

#### • Sensibilité à une variation de la concentration du dioxyde de carbone

Dans l'optique d'études climatiques liées à l'augmentation prévue du dioxyde de carbone dans l'atmosphère, NeuroFlux inclut la possibilité de faire varier le taux de  $CO_2$  entre 200 et

900 *ppmv*, au lieu d'imposer la valeur courante, comme pour les absorbants mineurs. Toutes les validations présentées jusqu'ici utilisent un taux de 353 *ppmv* (valeur IPCC de 1991). La sensibilité de NeuroFlux-A à un doublement de  $CO_2$ , de 353 *ppmv* à 706 *ppmv*, a été testée (figure VI.11). La variation des flux induite par le doublement du  $CO_2$ , peut dépasser 3  $W/m^2$ . Les biais entre NeuroFlux-A et le CBL96 sont en-dessous de 0.2  $W/m^2$  en valeur absolue, et les écarts-types sont de l'ordre de 0.3  $W/m^2$ . L'erreur de NeuroFlux est faible par rapport au signal.

#### VI.2.4 Comparaisons en ciel nuageux

NeuroFlux est composé de 39 réseaux de neurones. Nous avons distingué dans la section V.2 le réseau «RN-Cr» qui traite le ciel clair, des réseaux «RN-Nu» qui calculent les flux en présence de nuages noirs opaques entre la surface et le sommet de l'atmosphère. Les résultats précédents ne concernent que RN-Cr. La validation des RN-Nu est illustrée sur la figure VI.12. Un nuage opaque (i.e.  $n_c = 1.0$ ) est placé entre 365 et 453 *hPa* dans chacune des situations atmosphériques de TIGR-1r, indépendamment des caractéristiques de ses profils de température et de vapeur d'eau. Il s'agit donc d'un calcul purement théorique. Pour le faire, conformément à l'algorithme décrit au paragraphe V.2, NeuroFlux utilise trois réseaux. Le premier, pour les flux montants et descendants respectivement en dessous et au dessus du nuage, est le réseau en ciel clair, RN-Cr. Le deuxième et le troisième, respectivement pour les flux montants au dessus du nuage, et les flux descendants en dessous, sont des réseaux en ciel nuageux, RN-Nu. La figure VI.12 montre les différences entre NeuroFlux-A et le CBL96 dans cette configuration. On distingue nettement les niveaux concernés par les RN-Nu, car leur erreur est plus faible. En effet, comme ils ont moins d'entrées, de sorties, et donc de paramètres, la phase d'apprentissage est plus efficace que pour RN-Cr. Les erreurs correspondant à RN-Cr sont identiques à celles présentées en ciel clair sur les figures VI.1 et VI.3.

365 *hPa* et 453 *hPa* sont les niveaux de pression aux limites du nuage noir opaque considéré. Or, d'après la loi de Stefan-Boltzmann, deux des quatre flux sur ces niveaux ont une dépendance simple et exclusive avec la température du niveau : le flux montant à la limite supérieure et le flux descendant à la limite inférieure sont linéaires avec la puissance quatrième de la température de leur niveau. Pour ces niveaux, nous aurions pu envisager un calcul direct reposant sur cette formule simple, au lieu d'utiliser les calculs des réseaux, entachés d'une erreur non négligeable. Cependant, ceci aurait introduit des discontinuités supplémentaires dans les profils des flux et aurait donc dégradé le calcul des taux de refroidissement. Avec notre approche, les résultats de la validation de ces derniers apparaissent sur la figure VI.13. Par rapport au ciel clair, les biais diminuent, alors que les écarts-types augmentent de moins de 0.1  $K/j$ .

Les figures VI.14 et VI.15 montrent des résultats similaires avec un nuage opaque entre 820 et 892 *hPa*.

Puisque dans la réalité, l'émissivité effective module les calculs de RN-Cr par ceux des RN-Nu, les performances de NeuroFlux se situent entre les résultats ciels clairs des figures VI.1 et VI.2, et les résultats en présence de nuages noirs opaques qui viennent d'être décrits. Ici encore, les comparaisons ICRCCM permettent d'apprécier les résultats. Le tableau VI.2 montre sans ambiguïté que les erreurs de NeuroFlux sont en dessous de la dispersion des codes présentés à l'exercice ICRCCM.

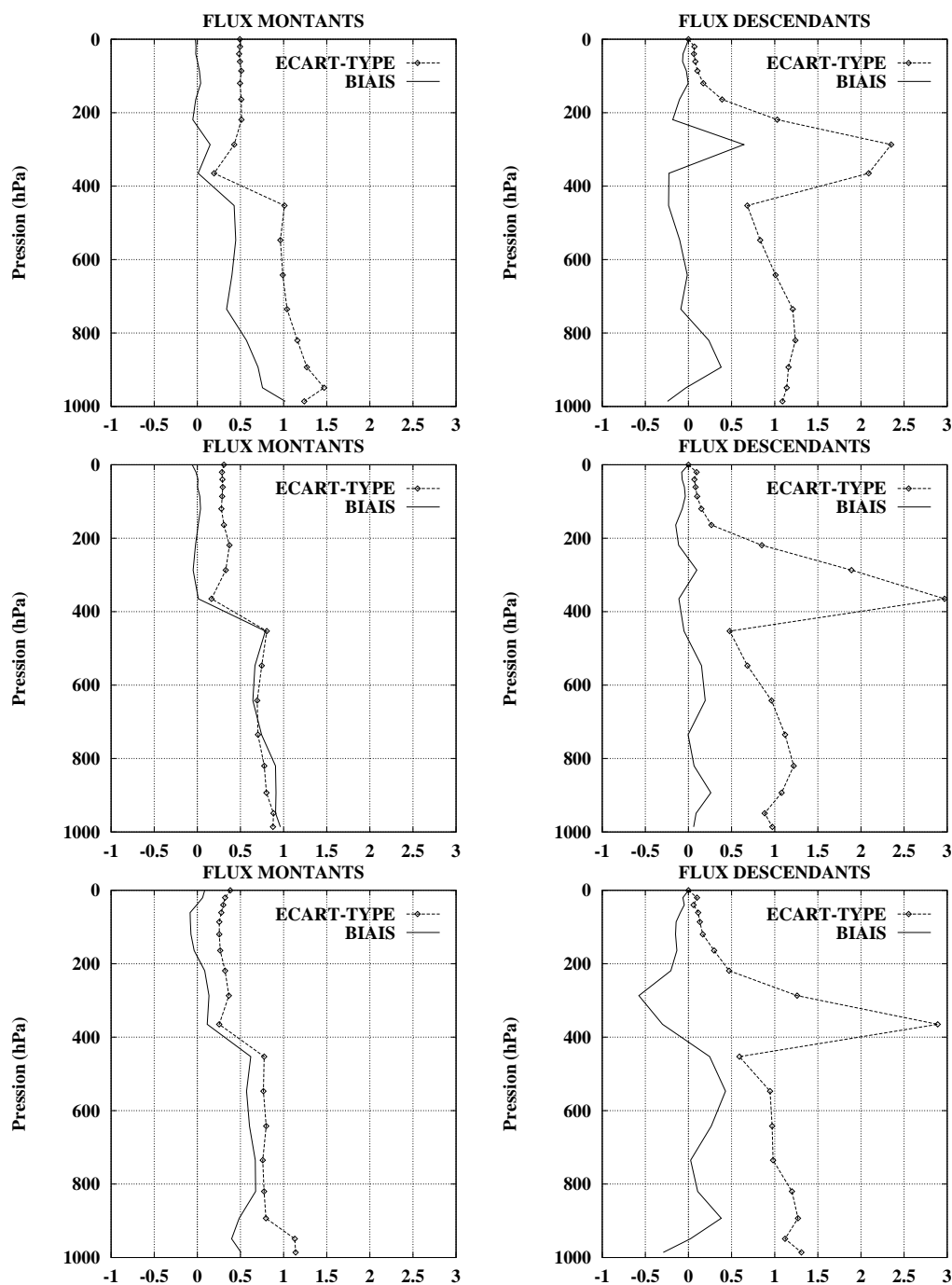


FIG. VI.12 – Validation de NeuroFlux-A sur TIGR-1r par rapport au CBL96. Un nuage opaque est placé entre 365 et 453 hPa dans chacune des situations atmosphériques. En haut : classe tropicale. Au milieu : classe tempérée. En bas : classe polaire. À gauche : flux montants. À droite : flux descendants. Statistiques des écarts entre NeuroFlux-A et le CBL96 ( $F[\text{NeuroFlux-A}] - F[\text{CBL96}]$ ). Les flux sont en  $W/m^2$ .

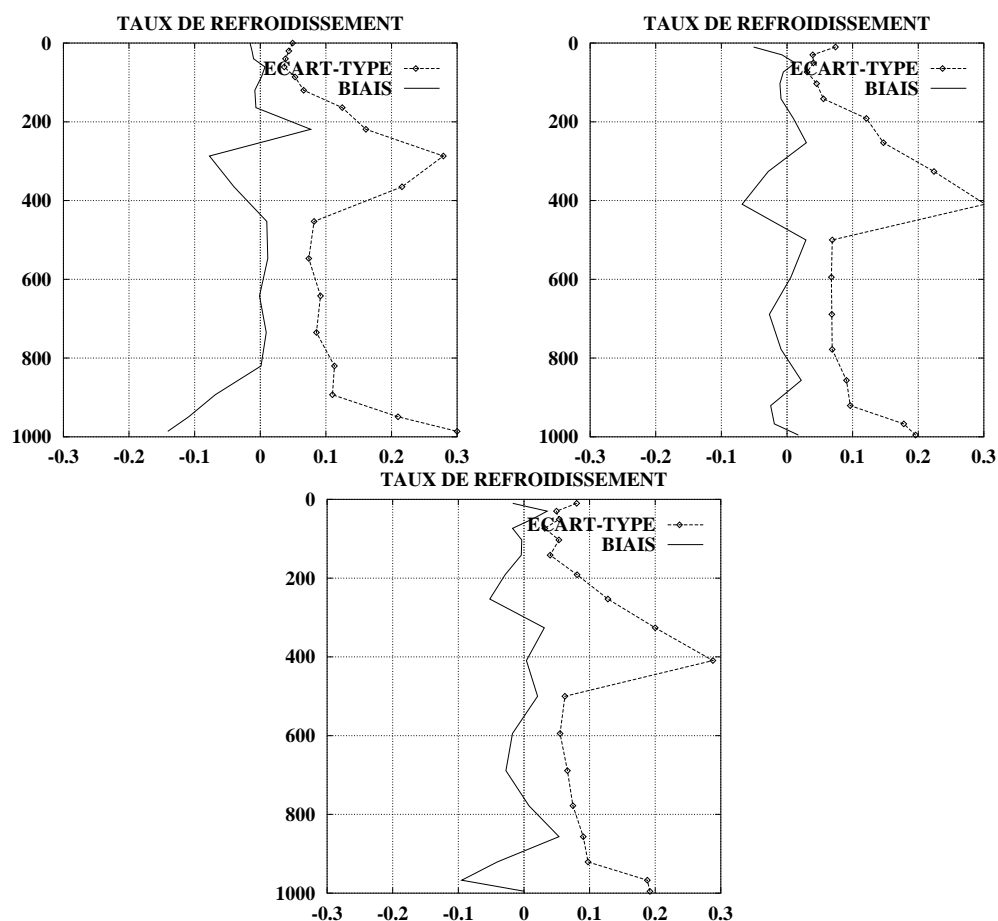


FIG. VI.13 – Comme à la figure précédente, mais pour le calcul des taux de refroidissement, en  $K/j$ . À gauche : classe tropicale. À droite : classe tempérée. Au milieu : classe polaire.

| cas               | statistique | surface      |                | tropopause   |                | sommet       |
|-------------------|-------------|--------------|----------------|--------------|----------------|--------------|
|                   |             | $F^\uparrow$ | $F^\downarrow$ | $F^\uparrow$ | $F^\downarrow$ | $F^\uparrow$ |
| moy. lat. été     | écart-type  | 0.77         | 6.74           | 21.01        | 1.71           | 18.75        |
| nuage fin élevé   | nombre      | 12           | 12             | 12           | 12             | 12           |
| moy. lat. été     | écart-type  | 0.81         | 8.02           | 7.88         | 1.78           | 8.38         |
| nuage fin bas     | nombre      | 12           | 12             | 12           | 12             | 12           |
| moy. lat. été     | écart-type  | 0.38         | 7.22           | 6.35         | 2.20           | 5.26         |
| nuage épais élevé | nombre      | 12           | 12             | 12           | 12             | 12           |
| moy. lat. été     | écart-type  | 0.31         | 2.54           | 7.15         | 2.06           | 8.68         |
| nuage épais bas   | nombre      | 12           | 12             | 12           | 12             | 12           |

TAB. VI.2 – Dispersion des modèles de transfert radiatif GO utilisés lors de l'exercice ICRCCM de 1988, dans le cas de situations nuageuses. Le nombre de codes participant, variable, est indiqué. D'après (Ellingson et Ellis, 1991).

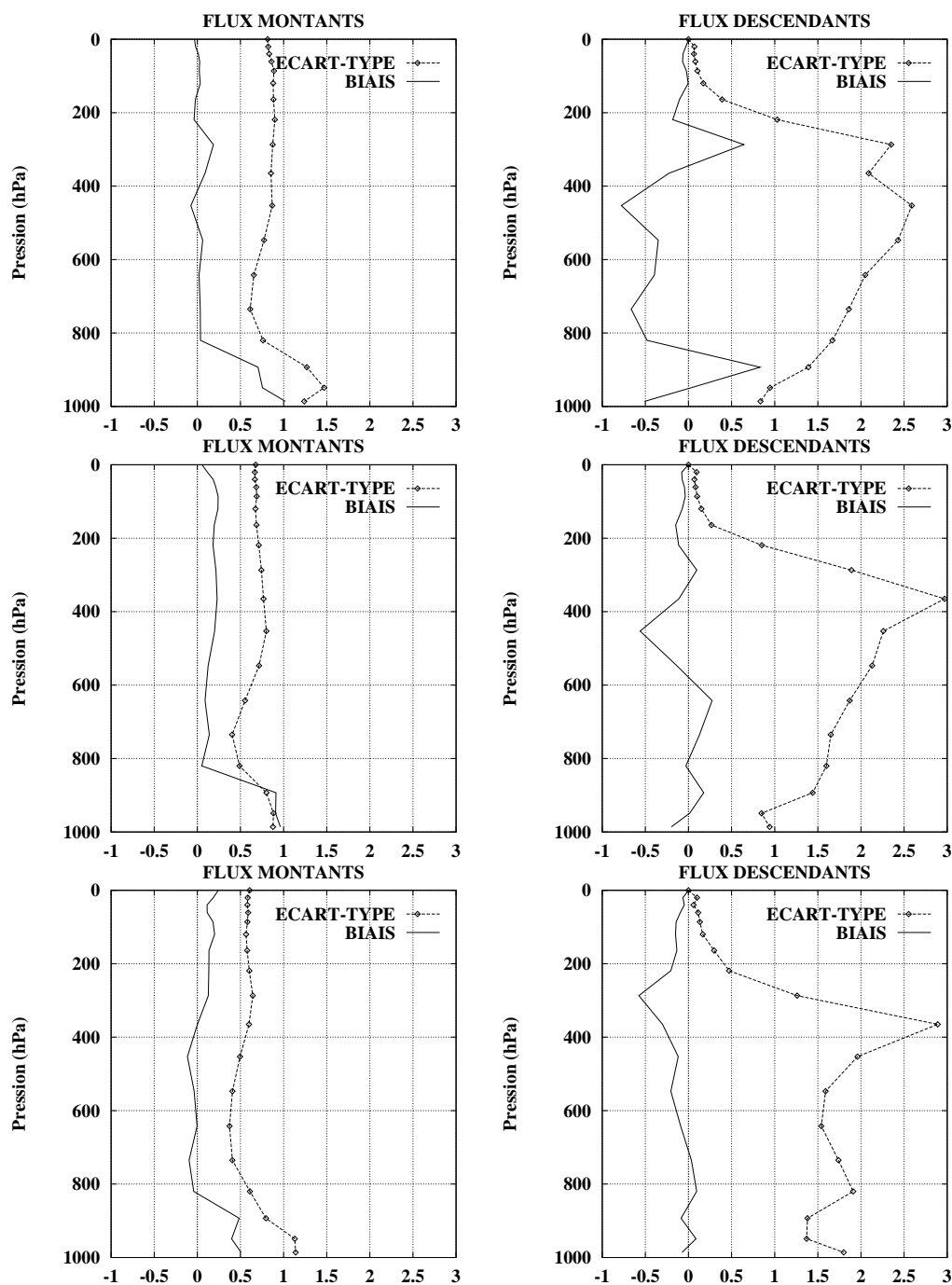


FIG. VI.14 – Validation de NeuroFlux-A sur TIGR-1r par rapport au CBL96. Un nuage opaque est placé entre 820 et 892 hPa dans chacune des situations atmosphériques. En haut : classe tropicale. Au milieu : classe tempérée. En bas : classe polaire. À gauche : flux montants. À droite : flux descendants. Statistiques des écarts entre NeuroFlux-A et le CBL96 ( $F[\text{NeuroFlux-A}] - F[\text{CBL96}]$ ). Les flux sont en  $\text{W}/\text{m}^2$ .



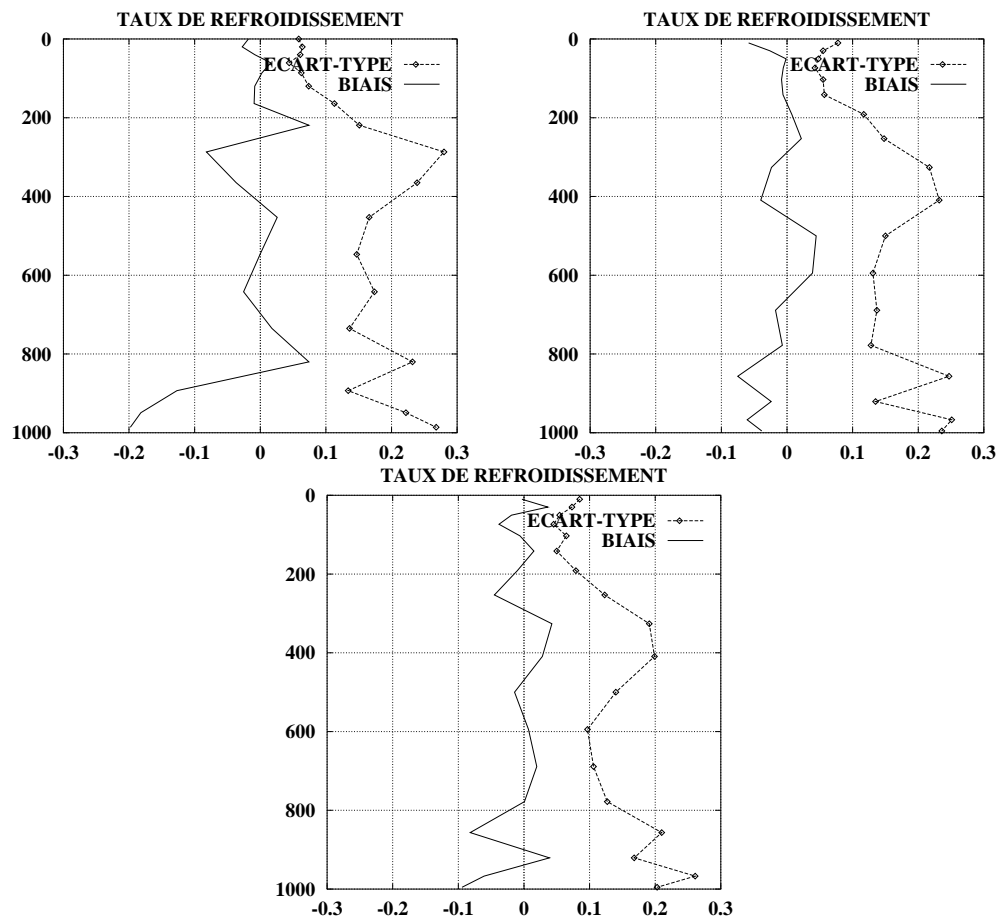


FIG. VI.15 – Validation de NeuroFlux-A par rapport au CBL96. Comme à la figure précédente, mais pour le calcul des taux de refroidissement, en  $K/j$ . À gauche : classe tropicale. À droite : classe tempérée. Au milieu : classe polaire.

### VI.3 Validation à partir des observations TOVS

Pour étudier la robustesse de la méthode, les précédentes comparaisons entre NeuroFlux-A et le CBL96 ont été étendues à un fichier de données observées plus varié que TIGR-1r : les observations TOVS inversées par la méthode 3I du LMD (Chédin *et al.*, 1985). Nous avons utilisé deux années d'observations à bord du satellite NOAA-10, d'avril 1987 à septembre 1989. Chaque mois groupe des centaines de milliers de situations atmosphériques, claires et nuageuses. Pour chaque situation, les flux radiatifs aux GO ont été calculés par le CBL96 d'une part, et par NeuroFlux-A d'autre part.

Un résultat synthétique est présenté sur la figure VI.16. Sur celle-ci est tracée la moyenne quadratique mondiale des différences instantanées entre les deux codes, pour chaque mois de données, et pour chacun des 20 niveaux de pression aux interfaces des 19 couches atmosphériques de calcul. Pour le calcul des flux montants, la différence quadratique entre NeuroFlux-A et le CBL96 est comprise entre 1 et 2  $W/m^2$ . Pour les flux descendants, les résultats sont similaires avec une différence plus importante vers 500  $hPa$ , de l'ordre de 3.5  $W/m^2$ . Nous retrouvons ici les caractéristiques des validations présentées plus haut : si ce n'est vers 500  $hPa$  pour les flux descendants, les erreurs sont semblables à celles observées sur TIGR-1r. Or, le profil de vapeur d'eau ne peut être directement restitué à partir des observations TOVS que sous la forme de contenus intégrés dans trois ou quatre couches atmosphériques réparties entre 1013  $hPa$  et le sommet de l'atmosphère. Des hypothèses supplémentaires sont nécessaires pour en déduire le profil vertical de vapeur d'eau (voir chapitre IX) : elles peuvent difficilement éviter la présence de fortes discontinuités sur la verticale. Or, 500  $hPa$  est l'une des limites de couches d'inversion de la vapeur d'eau dans 3I (Chaboureau, 1997). Comme dans les tests de sensibilité sur la vapeur d'eau ou sur la température, les performances des réseaux de neurones sur les niveaux de pression des discontinuités sont diminuées.

Le comportement de NeuroFlux-A est stable pour toute la période. L'erreur ne décroît pas particulièrement pendant les mois de juillet 1987 et janvier 1988, deux mois utilisés lors de la création de TIGR-3. Cette stabilité a permis d'envisager d'utiliser le code pour des simulations mondiales et à long terme, comme celles effectuées dans les MCG (voir chapitre VII) ou dans les réanalyses de données satellitaires (voir chapitre IX).

### VI.4 Temps de calcul

L'architecture des réseaux de neurones autorise des calculs rapides sur les calculateurs récents, malgré le grand nombre de paramètres qu'ils contiennent. Les vitesses de calcul de NeuroFlux-A et NeuroFlux-B ont été comparées à celles du CBL96 et de 4A.

Le temps de calcul de NeuroFlux varie suivant le nombre de couches de nuages, puisque pour chaque couche de nuages supplémentaire, l'algorithme utilise deux réseaux de plus pour les calculs. La figure VI.17 montre les rapports des vitesses du CBL96 et de NeuroFlux-A, suivant le nombre de couches de nuages. Les calculs ont été effectués sur 200 situations par un Cray C98. En ciel clair, le réseau de neurones est 32 fois plus rapide que le CBL96. Pour 15 couches de nuages le temps de calcul reste 16 fois moindre. Pour un mois de données TOVS, scènes claires et nuageuses confondues, le temps de calcul est divisé par un facteur 22.

Bien que le modèle de référence pour NeuroFlux-B soit beaucoup plus précis, et plus lent, que celui de NeuroFlux-A, les architectures de NeuroFlux-A et NeuroFlux-B sont identiques.

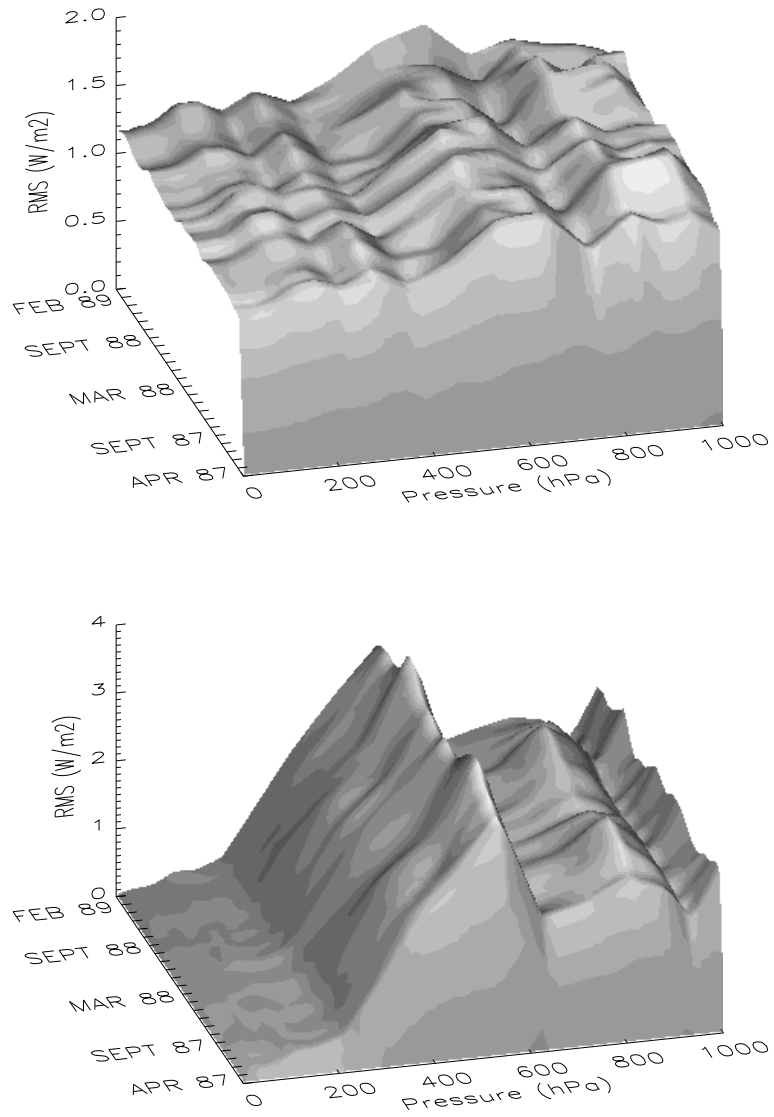


FIG. VI.16 – Évolution des différences quadratiques moyennes entre NeuroFlux-A et le CBL96 pour le calcul des flux montants (en haut) et des flux descendants (en bas), pendant deux années de données mondiales 3I/ TOVS. Flux en  $W/m^2$ .

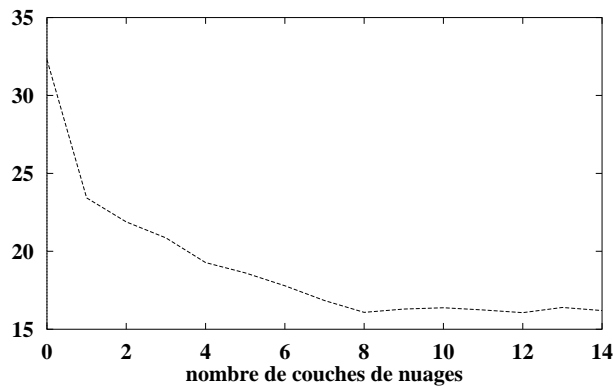


FIG. VI.17 – Rapport des temps de calcul des codes CBL96/ NeuroFlux-A en fonction du nombre de couches atmosphériques nuageuses. Les calculs radiatifs ont été effectués sur 200 situations par un Cray C98.

Les temps de calculs des deux codes neuronaux sont donc les mêmes. Ainsi, la technique neuronale permet de bénéficier de la précision d'un modèle raie-par-raie, sans toutefois l'égaliser, tout en réduisant considérablement les temps de calcul. Par rapport à 4A, le temps de calcul requis est divisé par un facteur  $10^6$ .

## VI.5 Résumé

Ce chapitre montre les résultats de la validation de NeuroFlux, dans ses deux versions, NeuroFlux-A et NeuroFlux-B. Les performances en ciel clair, comme en ciel nuageux, ont été évaluées, et comparées à celles des codes de transfert radiatif classiques utilisés dans les MCG. La sensibilité de NeuroFlux-A à des variations de la concentration en dioxyde de carbone, de la température de surface, de l'émissivité de surface, ainsi qu'à des changements des profils de température, de vapeur d'eau et d'ozone, a été testée. Des défauts, inhérents à la méthode, apparaissent : l'interconnexion de toutes les entrées d'un réseau de neurones au niveau de sa couche cachée, induit une sensibilité amoindrie à la variation d'une seule entrée. En effet, chaque neurone met en relation toutes ses entrées. Des liens, même faibles, sont établis entre des entrées et des sorties des réseaux de neurones physiquement indépendantes.

Cependant, les validations de NeuroFlux-A et NeuroFlux-B, mettent en avant les bonnes performances de la méthode, comparées à celles des codes de transfert radiatif utilisés dans les MCG. Pour une précision équivalente, si ce n'est meilleure, NeuroFlux offre des temps de calcul sensiblement plus rapides. Les deux versions sont par exemple 20 fois plus rapides en moyenne que le code aux GO utilisé dans les MCG du CEPMMT et du LMD.

## Chapitre VII

# Application de NeuroFlux dans un Modèle de Circulation Générale

### VII.1 Préambule

Les performances de NeuroFlux, tant du point de vue de la rapidité que de celui de la précision, sont des atouts pour des calculs radiatifs couvrant tout le globe et de longues périodes de temps : les bases de données issues des séries mondiales d'observations satellitaires ou les simulations des modèles de climat. Ainsi, après avoir abordé au chapitre VI l'utilisation de NeuroFlux pour les calculs des flux radiatifs associés à une banque de données issue de la ré-analyse des données TOVS (voir section VI.3), nous discutons dans ce chapitre de l'application de NeuroFlux dans un MCG : celui du LMD.

Nous avons souligné dans l'introduction l'importance d'améliorer, pour les codes de transfert radiatifs utilisés dans les MCG, le compromis actuel entre leur rapidité et leur précision. Le travail exposé dans ce chapitre se situe dans le cadre de cette problématique générale. Plus précisément, deux objectifs le motivent. Le premier est l'extension de la validation des techniques que nous avons développées : la méthode neuronale et la base d'apprentissage, TIGR-3. Le chapitre précédent présentait des validations sur des observations, issues de radiosondages et de mesures satellitaires. Ce chapitre étend la validation aux données synthétiques d'un modèle de climat. Le deuxième objectif est l'utilisation de NeuroFlux pour une simulation climatique. L'exercice est plus difficile que les précédentes validations. En effet, à chaque pas de temps d'intégration du MCG, l'erreur de paramétrisation de NeuroFlux pour les pas de temps précédents est prise en compte dans les calculs. Nous tentons ici d'obtenir une estimation de l'impact de cette erreur dans une simulation.

Après une brève présentation du modèle du LMD, nous exposons les adaptations de NeuroFlux que nous avons effectuées pour implanter le second dans le premier. Enfin, nous montrons les premiers résultats d'une simulation avec NeuroFlux, que nous comparons à une simulation de référence.

### VII.2 Le modèle de circulation générale du LMD

Nous exposons dans cette section les principes généraux sur lesquels le MCG du LMD s'appuie, ainsi que certaines caractéristiques de ses calculs radiatifs. Il n'est pas question de

présenter ici les détails du modèle : pour de plus amples développements, nous renvoyons le lecteur aux publications citées dans le texte.

### • Généralités

Le modèle de climat du LMD intègre les équations primitives de la circulation générale pour simuler l'évolution temporelle du climat (voir chapitre I). Les équations sont formulées en *différences finies* et en coordonnées verticales de type *sigma*.

La méthode des *différences finies* discrétise la surface du globe en points de grille. Elle se différencie des méthodes spectrales, qui décomposent les variables physiques et dynamiques sur des harmoniques sphériques.

Les coordonnées de type *sigma* sont des niveaux de pression définis par le rapport de la pression du niveau sur la pression à la surface :  $\sigma(z) = P(z)/P_s$ . Dans le modèle de climat du LMD,  $\sigma$  est une fonction de l'indice de couche  $k$ , compté positivement à partir de la surface, indiquée 0 :

$$\sigma_k = \frac{\sum_{i=k}^M \left[ 1 + 7 \times \sin^2 \left( \pi \times \frac{i-0.5}{M+1} \right) \right]}{\sum_{i=1}^M \left[ 1 + 7 \times \sin^2 \left( \pi \times \frac{i-0.5}{M+1} \right) \right]} \quad (\text{VII.1})$$

où  $M$  est le nombre de couches du modèle. On impose  $\sigma_M = 0$ .

L'article fondateur du modèle de climat du LMD date de 1984 (Sadourny et Laval, 1984). Les schémas numériques des différents processus y sont décrits. Le modèle a constamment évolué depuis cette date. Les modifications les plus importantes ont été apportées aux paramétrisations du rayonnement (Morcrette, 1984), de la diffusion horizontale (Michaud, 1987), du schéma de nuages (Le Treut et Li, 1991), du frottement des ondes de gravité (Sarin *et al.*, 1993), et des processus de sol (Ducoudré *et al.*, 1993). Le modèle est validé principalement à partir d'observations. On se reportera par exemple à (Yu, 1993 ; Doutriaux-Boucher, 1997) pour la validation des simulations de la nébulosité. Dans le cadre du programme international PCMDI (*Program for Climate Model Diagnosis and Intercomparison*), la comparaison des simulations du modèle du LMD avec des simulations réalisées par d'autres modèles participe aussi à l'analyse de ses performances. Plusieurs articles ont été publiés sur ce sujet, par exemple celui de (Cess *et al.*, 1993) sur les simulations associées à un doublement de la concentration du  $CO_2$  atmosphérique.

### • Caractéristiques de la version utilisée

Nous utilisons la dernière version du modèle, LMDz (pour LMD zoom). Elle a servi aux études récentes de (Li, 1996) sur la convection, et de (Krinner *et al.*, 1997) sur le climat antarctique. LMDz résout les équations primitives de l'atmosphère sur une grille horizontale de type *Arakawa C* (Arakawa et Lamb, 1977) ; sur la verticale, l'atmosphère est discrétisée sur des niveaux de type *sigma*. La résolution spatiale de LMDz est adaptable suivant les besoins. Nous utilisons une grille horizontale dont les points sont régulièrement espacés en longitude (72 points) et en latitude (45 points) : la maille horizontale du modèle est alors un rectangle de  $5^\circ$  de longitude par  $4^\circ$  de latitude. Sur la verticale, nous utilisons 19 couches entre la surface et le sommet de l'atmosphère.

Le temps d'intégration du modèle pour la dynamique est de six minutes. Les procédures de la physique sont appelées toutes les 30 minutes, à l'exception des procédures de transfert radiatif, qui n'interviennent que toutes les six heures. Dans cette configuration, une simulation de 24 heures est effectuée en moins de 50 secondes sur un calculateur CRAY C98.

| indice | pression<br>(hPa) | indice | pression<br>(hPa) |
|--------|-------------------|--------|-------------------|
| 1      | 1013.0            | 11     | 500.6             |
| 2      | 1001.1            | 12     | 410.0             |
| 3      | 985.4             | 13     | 323.2             |
| 4      | 962.3             | 14     | 243.8             |
| 5      | 929.2             | 15     | 174.4             |
| 6      | 884.2             | 16     | 117.0             |
| 7      | 826.7             | 17     | 71.9              |
| 8      | 757.4             | 18     | 38.8              |
| 9      | 677.9             | 19     | 15.7              |
| 10     | 591.2             | 20     | 0.0               |

TAB. VII.1 – Les 20 niveaux de pression de LMDz, lorsque  $P_s = 1013 \text{ hPa}$ .

Contrairement à d'autres versions du modèle du LMD, LMDz ne prend pas actuellement en compte le cycle diurne du soleil : l'ensoleillement est constant sur 24 heures.

L'ensemble de la physique de LMDz est décrit par (Li, 1997). Le transfert radiatif aux GO est modélisé par le CBL91 : le code à bandes larges du CEPMMT, dans sa version de 1991, antérieure à celle que nous utilisons. Nous rappelons (voir section III.6.2) que la mise à jour du code du CEPMMT en 1996 concerne principalement la paramétrisation de la vapeur d'eau (Zhong et Haigh, 1995). Elle modifie aussi la prise en compte de l'élargissement des raies d'absorption par effet Voigt (Giorgietta et Morcrette, 1995). Elle a sensiblement amélioré la précision du modèle dans la troposphère comme dans la stratosphère. En revanche, la dernière version est 2.5 fois plus lente que celle de 1991.

À partir de la description thermodynamique de l'atmosphère de LMDz, le CBL91 calcule les taux de refroidissement radiatif, le flux au sommet de l'atmosphère, et le flux net à la surface. L'émissivité de surface aux GO est fixée à 0.96 pour toutes les surfaces. Le recouvrement des nuages est de type aléatoire. Les taux de refroidissement calculés par le CBL91 servent à l'ajustement du profil de température, à travers l'équation primitive de la thermodynamique I.1. Le flux au sommet de l'atmosphère est une sortie de LMDz : il n'est pas réutilisé dans les simulations. Le flux net à la surface participe au calcul du bilan énergétique du sol, sur les terres, et à l'ajustement de la température de surface qui en découle. La dérivée première de la température de surface par rapport au temps est écrite :

$$C_p \frac{\partial \theta_s}{\partial t} = OC_n + GO_n + ES + EL \quad (\text{VII.2})$$

où  $OC_n$  et  $GO_n$  sont respectivement les flux nets aux OC et aux GO,  $ES$  et  $EL$  sont respectivement les flux d'énergie sensible et latente. Dans l'équation VII.2 et dans la suite, ces flux sont comptés positivement vers la surface : par exemple, on définit  $GO_n = F^\downarrow(z=0) - F^\uparrow(z=0)$ . Pour situer les ordres de grandeur des différentes quantités de l'équation VII.2, précisons que sur les océans, le flux d'énergie latente  $EL$  est supérieur aux trois autres flux d'au moins un ordre de grandeur. Le flux d'énergie sensible  $ES$  et celui net aux GO ( $GO_n$ ) ont des valeurs comparables. Les valeurs du flux net aux OC,  $OC_n$ , dépendent fortement de l'ensoleillement.  $OC_n$  est supérieur à  $GO_n$  de un à deux ordres de grandeur dans les latitudes de l'hémisphère d'été. Par contre,  $OC_n$  est très inférieur à  $GO_n$  dans les latitudes polaires de l'hémisphère d'hiver.

Dans le cas de la glace de mer, le transfert de chaleur des couches les plus profondes sous la glace vers la surface, est pris en compte dans LMDz, en plus des flux précités. Pour les océans, la température de surface est prescrite par une base de données extérieure au modèle<sup>1</sup>.

Nous utilisons LMDz dans un mode climatologique qui ne prend pas en compte les variations inter-annuelles des paramètres extérieurs au modèle : l'ensoleillement et la température de surface. L'état initial est daté du 1<sup>er</sup> janvier. Il provient d'une précédente simulation.

### VII.3 Adaptation de NeuroFlux : NeuroFlux-C

L'insertion de NeuroFlux dans LMDz a nécessité plusieurs adaptations de la méthode neuronale. Nous appelons NeuroFlux-C cette dernière version de NeuroFlux. Nous décrivons ici les modifications apportées à la méthode.

- **Utilisation d'une grille de pression de type *sigma***

La grille verticale de NeuroFlux-A et de NeuroFlux-B est fixe (tableau III. 1), alors que la grille de pression de LMDz varie suivant la pression de surface locale  $P_s$ . NeuroFlux-C utilise la grille de pression de LMDz : en plus des 60 variables d'entrée de NeuroFlux-A et de NeuroFlux-B, l'algorithme prend en compte la pression de surface  $P_s$ .

- **Modification de la prise en compte de la température du bas de l'atmosphère**

Au chapitre II, nous avons écrit l'expression des flux montants sous la forme (équation II.26) :

$$F^\uparrow(z) = \pi \int_{-1}^{+1} \mu \, d\mu \int_{\delta\omega} d\omega$$

$$[B_\omega(\theta_s) - B_\omega(\theta_0)] T_\omega(0, z, \zeta) + B_\omega(\theta_z) - \int_0^z T_\omega(z, z', \zeta) \frac{\partial B_\omega(\theta_{z'})}{\partial z'} dz' \quad (\text{VII.3})$$

Pour simplifier l'écriture, l'émissivité de surface est prise à l'unité. Cette expression prend en compte la discontinuité de température à l'interface entre l'atmosphère ( $\theta_0$ ) et la surface ( $\theta_s$ ). L'incertitude sur la détermination de la discontinuité  $\theta_s - \theta_0$  amène souvent à utiliser une expression approchée. C'est le cas des calculs de NeuroFlux-A et de NeuroFlux-B, pour lesquels, suite à un choix initial de notre part, la discontinuité n'apparaît qu'indirectement : dans la différence de température entre la pression de la surface et le niveau de pression de la couche d'atmosphère la plus basse. Par rapport à une prise en compte explicite, les variations des flux montants dans les calculs de NeuroFlux sont lissées, alors que celles des flux descendants, qui dépendent de  $\theta_0$  et non de  $\theta_s$ , sont accentuées.

LMDz calcule explicitement les variables  $\theta_0$  et  $\theta_s$ . L'algorithme de NeuroFlux a donc été adapté. Il utilise à la fois la température de surface  $\theta_s$  et celle du bas de l'atmosphère  $\theta_0$ . Pour cela, il admet une variable d'entrée supplémentaire :  $\theta_0$ . Au total NeuroFlux-C utilise 62 entrées.

- **Modification de l'algorithme de NeuroFlux**

---

1. Par contre, dans le cas des simulations où les calculs de LMDz sont couplés avec ceux d'un modèle de circulation océanique, la température de la mer est libre de varier.



|               | Nombre de Neurones |                    |               |
|---------------|--------------------|--------------------|---------------|
|               | RN-Cr <sup>↑</sup> | RN-Cr <sup>↓</sup> | RN-Nu         |
| Entrées       | 62                 | 60                 | entre 2 et 59 |
| Couche Cachée | 30                 | 35                 | 25            |
| Sorties       | 20                 | 20                 | entre 1 et 19 |

TAB. VII.2 – Architectures des réseaux de neurones dans NeuroFlux-C.

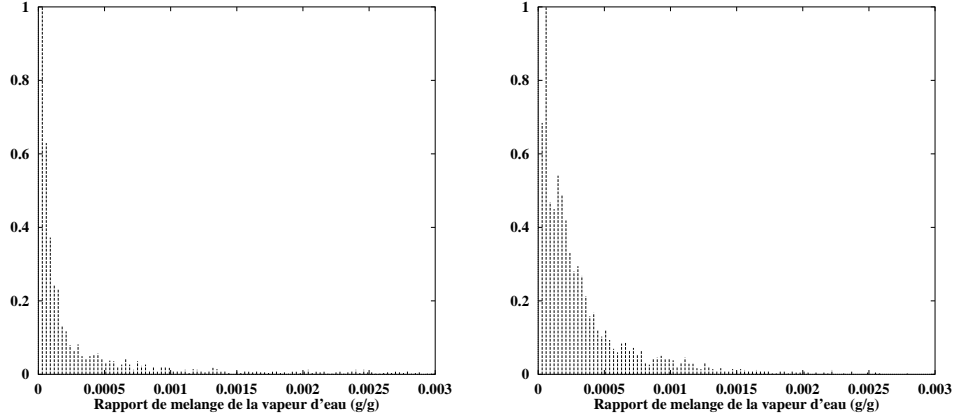


FIG. VII.1 – Histogrammes normalisés de la vapeur d'eau. Onzième demi-niveau sigma. À gauche : dans TIGR-3. À droite : dans LMDz, première intégration, mois de janvier.

Dans l'algorithme de NeuroFlux-A et NeuroFlux-B, un seul réseau de neurones, «RN-Cr», calcule à la fois les flux descendants et les flux montants, en ciel supposé clair. La prise en compte de  $\theta_0$  en plus de  $\theta_s$  dans RN-Cr établirait des liens entre les flux descendants et  $\theta_s$ , alors que ces deux types de variables sont maintenant physiquement déconnectés. La remarque s'applique aussi pour l'émissivité de surface<sup>2</sup>. Nous avons vu au chapitre VI que ceci conduit à dégrader les performances de NeuroFlux. Afin d'éviter cet artéfact dans NeuroFlux-C, nous avons séparé le calcul des flux montants de celui des flux descendants. Un réseau de neurones, RN-Cr<sup>↑</sup>, calcule les flux montants. Un autre, RN-Cr<sup>↓</sup>, calcule les flux descendants. Avec les réseaux de neurones spécialisés dans les calculs en ciel nuageux, les «RN-Nu», NeuroFlux-C comprend 40 réseaux. Différents essais nous ont amené à choisir les architectures indiquées dans le tableau VII.2.

### • Les bases d'apprentissage

Les 40 bases d'apprentissages proviennent de TIGR-3. Nous avons pris en compte les particularités de LMDz dans ces bases. Pour cela, nous avons effectué trois modifications des profils, en plus de l'interpolation des niveaux de pression 4A à ceux de LMDz :

- Pour chaque situation, la pression de surface est choisie aléatoirement entre 400 et 1050 hPa. Les températures de surface sont introduites par la méthode exposée dans la section V.5.2, de manière à permettre des discontinuités de température entre la surface et le bas de l'atmosphère pouvant atteindre 35 K. Cette valeur élevée tient compte de celles que nous avons relevées dans LMDz.

2. Dans la version de LMDz que nous utilisons, l'émissivité de surface est fixée à 0.96 pour tout le globe. Dans NeuroFlux-C, comme dans NeuroFlux-A et NeuroFlux-B, elle est libre de varier.

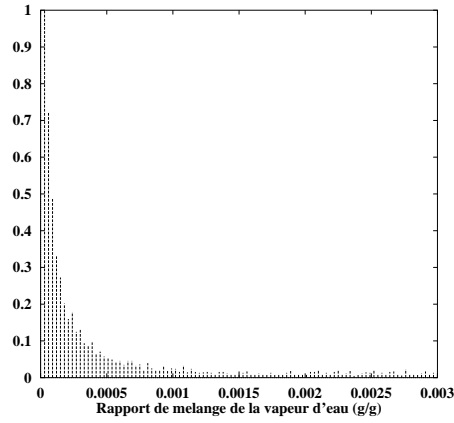


FIG. VII.2 – *Histogramme normalisé de la vapeur d'eau. Onzième demi-niveau sigma. Bases d'apprentissage de NeuroFlux-C.*

- L'analyse des histogrammes de vapeur d'eau dans TIGR-3 et dans LMDz fait apparaître des différences notables dans la haute troposphère. Les données calculées par LMDz sont globalement plus humides que celles de TIGR-3, dans cette tranche de l'atmosphère. La figure VII.1 illustre cela avec les histogrammes de la vapeur d'eau pour le onzième demi-niveau *sigma* ( $\sigma_{11} = 0.449$ ). Lorsque  $P_s = 1013 \text{ hPa}$ , il correspond à  $P = 450 \text{ hPa}$ . Nous n'avons pas cherché à analyser les différences, mais à en tenir compte dans les bases d'apprentissage.

Pour remédier aux différences entre les histogrammes de vapeur d'eau dans LMDz et ceux dans TIGR-3, nous avons repris l'une des approches que nous avons utilisées pour le développement de TIGR-3: nous avons accru la base en synthétisant de nouveaux motifs, par homothétie des profils de température et de vapeur d'eau des motifs initiaux (voir section V.5.3). Chaque profil de température que nous avons ajouté est compris dans une enveloppe de 4% autour du profil de température du motif initial. De plus, le nouveau profil de vapeur d'eau est plus humide que le profil initial, jusqu'à deux fois. La figure VII.2 montre l'histogramme des bases d'apprentissage.

- Enfin, nous avons pris en compte les différences de résolution verticale entre les profils de TIGR (les 40 niveaux de pression 4A présentés dans le tableau V.2) et ceux de LMDz. Par exemple, lorsque  $P_s = 1013 \text{ hPa}$ , deux niveaux consécutifs de la grille 4A,  $P_{39} = 1013 \text{ hPa}$  et  $P_{40} = 955 \text{ hPa}$ , encadrent quatre niveaux consécutifs de la grille de LMDz,  $P_1 = 1013 \text{ hPa}$ ,  $P_2 = 1001 \text{ hPa}$ ,  $P_3 = 985 \text{ hPa}$  et  $P_4 = 962 \text{ hPa}$ . L'information sur les profils de température, de vapeur d'eau et d'ozone est plus riche dans le bas de l'atmosphère avec la grille de LMDz qu'avec celle de 4A. Nous avons alors fait varier les profils de température, de vapeur d'eau et d'ozone des bases d'apprentissage dans une enveloppe de 0.5% autour de la valeur initiale. Cette opération a été effectuée sur chaque niveau pris séparément. Cette technique permet d'augmenter la variabilité verticale des profils.

Pour être cohérent avec la version actuelle de LMDz, il aurait été souhaitable que la description radiative des bases d'apprentissage fût calculée par le CBL91. Cependant, pour une question de temps, et parce que le CBL91 est destiné à être progressivement remplacé par le CBL96, nous avons utilisé le CBL96, comme pour NeuroFlux-A.

## VII.4 Statistiques sur les données d'une simulation de contrôle

Deux validations de NeuroFlux-C ont été réalisées. La première, comme celles de NeuroFlux-A et NeuroFlux-B, a utilisé les situations de la banque TIGR-1r. La deuxième a été effectuée avec des données de LMDz. Les résultats de la première ne montrent pas de différence notable avec ceux montrés au chapitre VI. Par conséquent, nous ne présentons ici que la validation de NeuroFlux-C avec des données de LMDz.

Le CBL96 a servi aux apprentissages de NeuroFlux-C, alors que le CBL91 est utilisé dans LMDz. Les calculs de CBL96, ceux du CBL91 et ceux de NeuroFlux-C ont été comparés ensemble sur des situations atmosphériques extraites des simulations de LMDz. Pour cela, une simulation de six mois a été réalisée avec LMDz dans sa version standard (utilisant le CBL91), du 1<sup>er</sup> janvier au 1<sup>er</sup> juillet. Des centaines de milliers de situations générées dans la simulation, nous avons extrait les données de la première intégration (c'est-à-dire à six heures) du 1<sup>er</sup> janvier, ainsi que de celle du 1<sup>er</sup> juillet. Les calculs radiatifs présentés dans cette section ont été réalisés sur ces situations atmosphériques, par les trois codes, respectivement le CBL91, le CBL96 et NeuroFlux-C. Afin d'illustrer la stabilité des résultats, nous montrons ceux-ci pour l'hiver et l'été séparés.

### VII.4.1 Les taux de refroidissement

Les résultats des comparaisons entre NeuroFlux-C, le CBL91 et le CBL96 pour le calcul des taux de refroidissement sont présentés sur quatre figures. Les figures VII.3 (respectivement VII.4) montrent les différences entre NeuroFlux-C et le CBL96 (respectivement entre NeuroFlux-C et le CBL91), pour les données du mois de janvier. Les figures VII.5 et VII.6 présentent les résultats pour les données du mois de juillet. Sur chacune des figures, sont montrés le profil moyen obtenu avec le CBL96 (respectivement le CBL91), ainsi que la moyenne et l'écart-type des différences.

À l'exception du niveau de pression le plus bas, ni les biais, ni les écarts-types des erreurs de NeuroFlux-C par rapport au CBL96 ne dépassent  $0.3 \text{ K/j}$ . Ils sont comparables à ceux obtenus dans le chapitre VI avec NeuroFlux-A et NeuroFlux-B. Les différences entre NeuroFlux-C et le CBL91 sont du même ordre de grandeur, tout en étant généralement supérieures : on note l'apparition de tendances. Ainsi, lorsque  $\sigma$  est compris entre 0.9 et 0.5, NeuroFlux-C refroidit moins l'atmosphère que le CBL91. Au-dessus et en-dessous, on observe le phénomène inverse. Ces résultats sont cohérents avec ceux montrés par (Zhong et Haigh, 1995) en ce qui concerne les comparaisons entre le CBL91 et le CBL96, les niveaux de pression situés aux extrémités de l'atmosphère mis à part.

Au sommet de l'atmosphère, les taux de refroidissement de NeuroFlux-C sont supérieurs à ceux du CBL91 de plus de  $1 \text{ K/j}$  en moyenne, alors que les différences entre NeuroFlux-C et le CBL96 restent faibles. En effet, la paramétrisation de l'élargissement des raies d'absorption par effet Voigt a été modifiée dans le code du CEPMMT en 1996 afin d'améliorer les performances du code dans la stratosphère (Giorgietta et Morcrette, 1995). Les différences montrées sur les figures VII.4 et VII.6 sont cohérentes avec ce changement.

À la surface, les fortes discontinuités de température entre le bas de l'atmosphère et la surface, jusqu'à  $30 \text{ K}$ , induisent des variations conséquentes du flux montant entre la surface et les premiers mètres de l'atmosphère. Dans LMDz, elles se traduisent par des taux de refroidissement radiatifs dont la moyenne sur tout le globe est de  $1.5 \text{ K/j}$  et l'écart-type de  $6.0 \text{ K/j}$

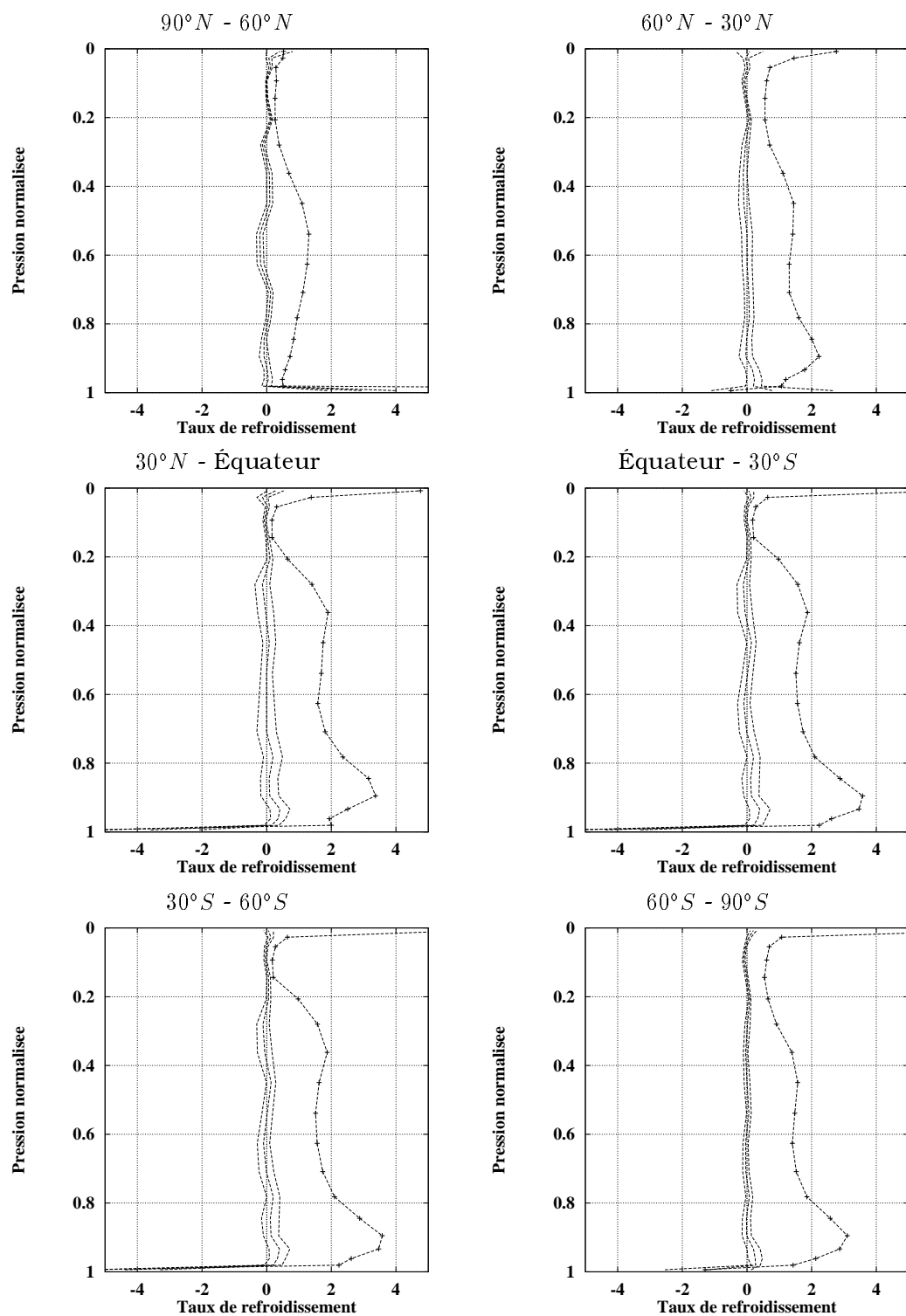


FIG. VII.3 – Première intégration du 1<sup>er</sup> janvier. Taux de refroidissement, en  $K/j$ , en fonction de la pression normalisée par la pression de surface. Lignes marquées par des croix: taux de refroidissement moyen du CBL96. Lignes simples: moyenne, plus ou moins un écart-type, des différences avec NeuroFlux-C ( $C_r[\text{NeuroFlux-C}] - C_r[\text{CBL96}]$ ).

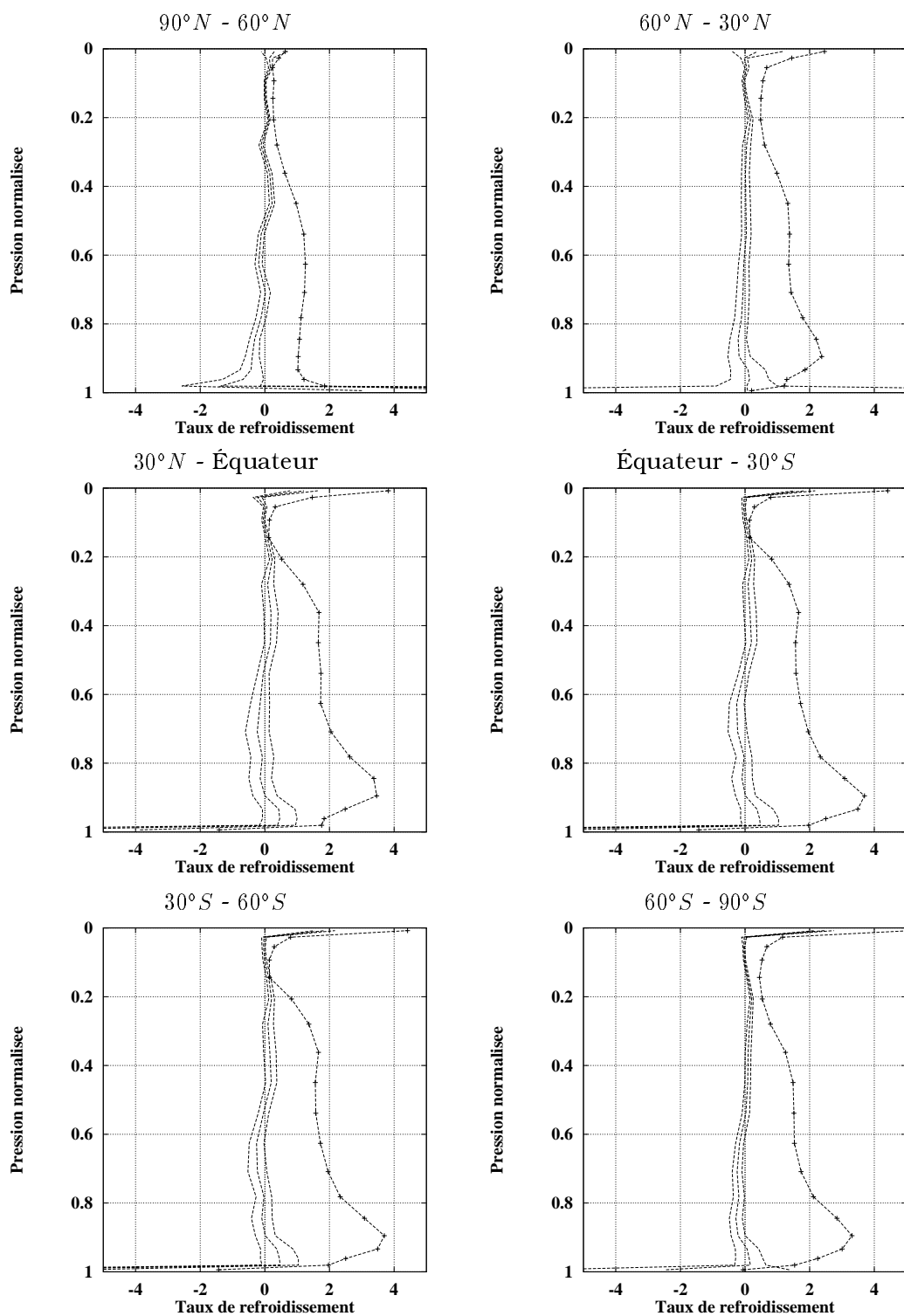


FIG. VII.4 – Première intégration du 1<sup>er</sup> janvier. Taux de refroidissement, en K/j, en fonction de la pression normalisée par la pression de surface. Lignes marquées par des croix: taux de refroidissement moyen du CBL91. Lignes simples: moyenne, plus ou moins un écart-type, des différences avec NeuroFlux-C ( $C_r[\text{NeuroFlux-C}] - C_r[\text{CBL91}]$ ).

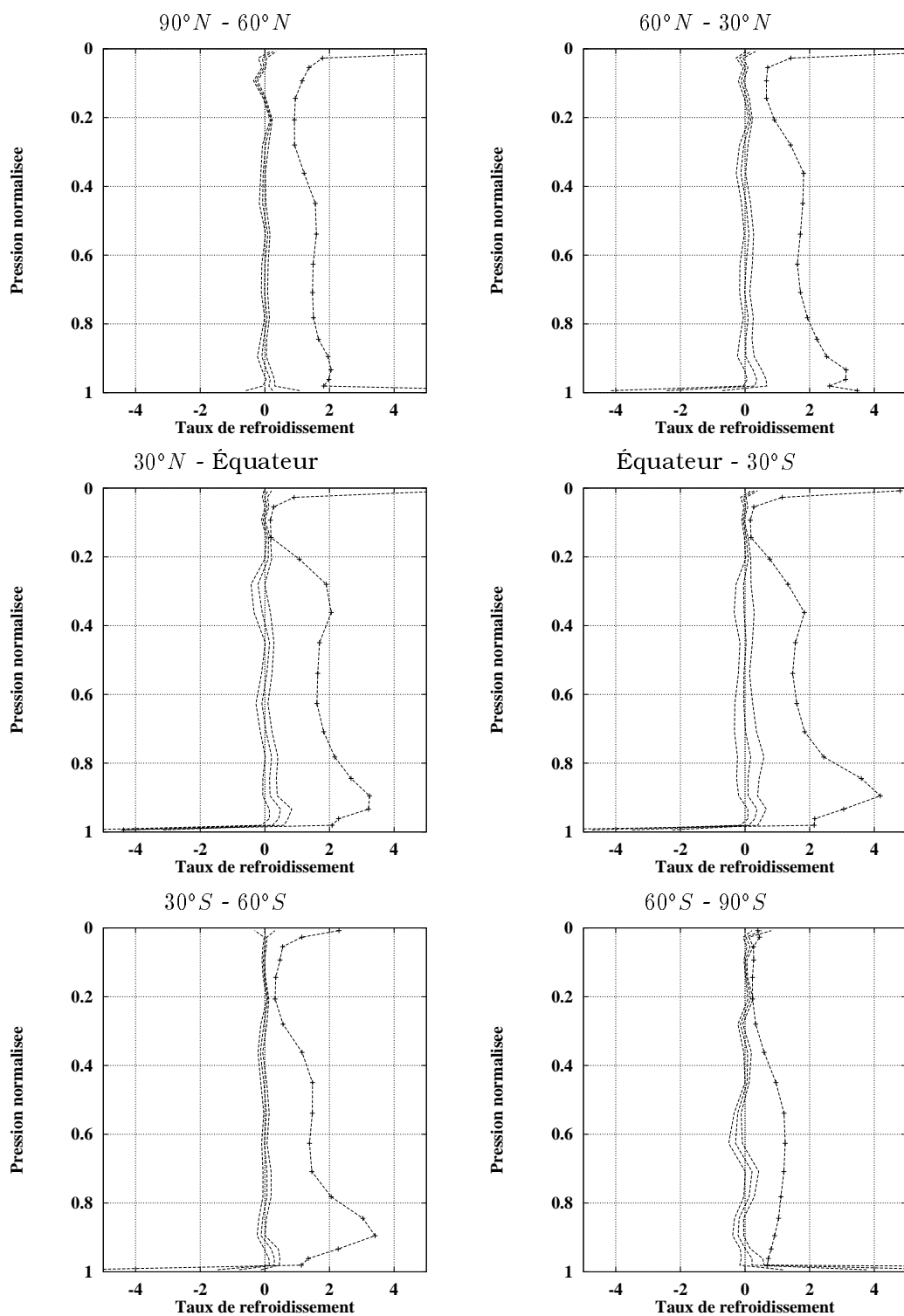


FIG. VII.5 – Première intégration du 1<sup>er</sup> juillet. Taux de refroidissement, en  $K/j$ , en fonction de la pression normalisée par la pression de surface. Lignes marquées par des croix: taux de refroidissement moyen du CBL96. Lignes simples: moyenne, plus ou moins un écart-type, des différences avec NeuroFlux-C ( $C_r[\text{NeuroFlux-C}] - C_r[\text{CBL96}]$ ).

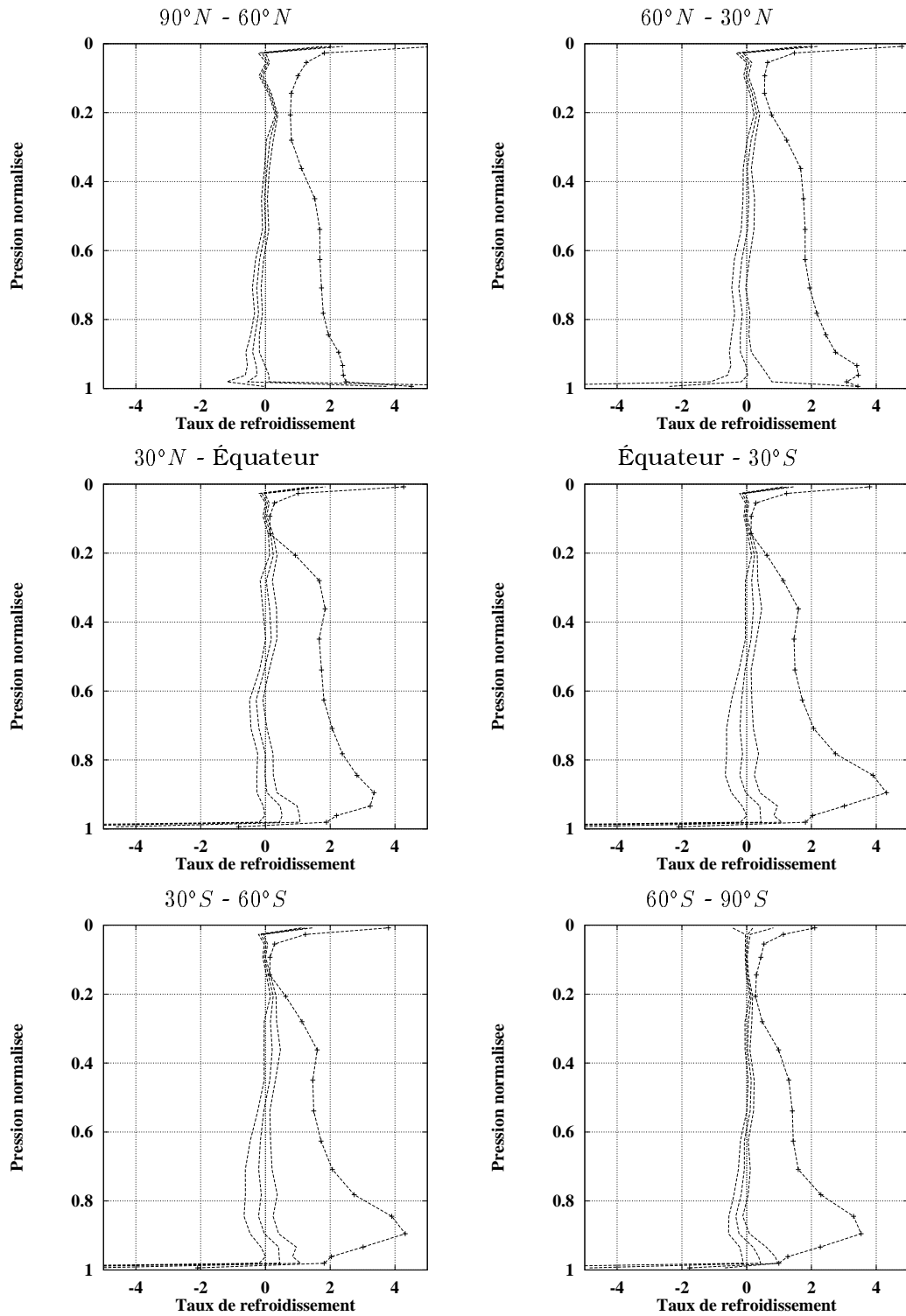


FIG. VII.6 – Première intégration du 1<sup>er</sup> juillet. Taux de refroidissement, en  $K/j$ , en fonction de la pression normalisée par la pression de surface. Lignes marquées par des croix: taux de refroidissement moyen du CBL91. Lignes simples: moyenne, plus ou moins un écart-type, des différences avec NeuroFlux-C ( $C_r[\text{NeuroFlux-C}] - C_r[\text{CBL91}]$ ).

|                  |          | NeuroFlux-C - CBL96 | NeuroFlux-C - CBL91 |
|------------------|----------|---------------------|---------------------|
| 90° N - 60° N    | m        | 3.26                | 11.46               |
|                  | $\sigma$ | 1.54                | 12.62               |
| 60° N - 30° N    | m        | 1.04                | -3.01               |
|                  | $\sigma$ | 1.07                | 6.65                |
| 30° N - Équateur | m        | -0.84               | -8.46               |
|                  | $\sigma$ | 1.73                | 4.53                |
| Équateur 30° S   | m        | -1.04               | -6.57               |
|                  | $\sigma$ | 1.28                | 4.87                |
| 30° S - 60° S    | m        | 0.41                | -2.21               |
|                  | $\sigma$ | 0.84                | 3.25                |
| 60° S - 90° S    | m        | 2.10                | 1.95                |
|                  | $\sigma$ | 1.85                | 2.36                |

TAB. VII.3 – Première intégration du 1<sup>er</sup> janvier. Calcul du flux sortant aux GO, en  $W/m^2$ . Moyenne (m) et Écart-type ( $\sigma$ ) des différences, par bandes de latitude.

|                  |          | NeuroFlux-C - CBL96 | NeuroFlux-C - CBL91 |
|------------------|----------|---------------------|---------------------|
| 90° N - 60° N    | m        | 0.66                | 7.85                |
|                  | $\sigma$ | 1.30                | 2.98                |
| 60° N - 30° N    | m        | 0.04                | 4.28                |
|                  | $\sigma$ | 0.82                | 2.64                |
| 30° N - Équateur | m        | 1.40                | 5.79                |
|                  | $\sigma$ | 2.25                | 4.10                |
| Équateur 30° S   | m        | 0.84                | 4.68                |
|                  | $\sigma$ | 1.20                | 2.69                |
| 30° S - 60° S    | m        | 0.39                | 3.02                |
|                  | $\sigma$ | 0.82                | 2.03                |
| 60° S - 90° S    | m        | 0.49                | 6.23                |
|                  | $\sigma$ | 1.11                | 1.79                |

TAB. VII.4 – Première intégration du 1<sup>er</sup> janvier. Calcul du flux net à la surface, en  $W/m^2$ . Moyenne (m) et Écart-type ( $\sigma$ ) des différences, par bandes de latitude.

dans la première couche. Pour cette couche, l'écart-type des différences entre le CBL91 et le CBL96 est de l'ordre de 16  $K/j$ . Le biais est de l'ordre de 0.5  $K/j$ . En ce qui concerne les différences entre NeuroFlux-C et le CBL96, l'écart-type est inférieur à 3  $K/j$  et le biais de l'ordre de 1  $K/j$ . Les différences entre NeuroFlux-C et le CBL96 restent significativement inférieures à celles entre le CBL96 et le CBL91. Elles sont symptomatiques des fortes discontinuités observées dans LMDz entre la température du bas de l'atmosphère et la température de surface : jusqu'à 30  $K$  environ.

#### VII.4.2 Le flux sortant et le flux net à la surface

Les résultats concernant le calcul du flux sortant (OLR) et celui du flux net à la surface sont répartis dans quatre tableaux. Les tableaux VII.3 et VII.4 présentent les différences entre NeuroFlux-C et le CBL96 d'une part, ainsi qu'entre NeuroFlux-C et le CBL91 d'autre part,



|                  |          | NeuroFlux-C - CBL96 | NeuroFlux-C - CBL91 |
|------------------|----------|---------------------|---------------------|
| 90° N - 60° N    | m        | -0.01               | -1.11               |
|                  | $\sigma$ | 0.99                | 1.27                |
| 60° N - 30° N    | m        | 0.53                | -3.31               |
|                  | $\sigma$ | 1.54                | 4.26                |
| 30° N - Équateur | m        | -0.04               | -5.93               |
|                  | $\sigma$ | 1.44                | 4.95                |
| Équateur 30° S   | m        | -0.40               | -8.21               |
|                  | $\sigma$ | 1.44                | 3.64                |
| 30° S - 60° S    | m        | 0.15                | -6.42               |
|                  | $\sigma$ | 0.70                | 3.33                |
| 60° S - 90° S    | m        | 3.82                | 10.97               |
|                  | $\sigma$ | 3.52                | 17.67               |

TAB. VII.5 – Première intégration du 1<sup>er</sup> juillet. Calcul du flux sortant aux GO, en  $W/m^2$ . Moyenne ( $m$ ) et Écart-type ( $\sigma$ ) des différences, par bandes de latitude.

|                  |          | NeuroFlux-C - CBL96 | NeuroFlux-C - CBL91 |
|------------------|----------|---------------------|---------------------|
| 90° N - 60° N    | m        | 1.11                | 3.49                |
|                  | $\sigma$ | 1.13                | 2.38                |
| 60° N - 30° N    | m        | 1.04                | 4.05                |
|                  | $\sigma$ | 2.35                | 4.85                |
| 30° N - Équateur | m        | 1.50                | 5.39                |
|                  | $\sigma$ | 2.51                | 4.86                |
| Équateur 30° S   | m        | 0.84                | 4.92                |
|                  | $\sigma$ | 1.14                | 2.54                |
| 30° S - 60° S    | m        | -0.25               | 2.66                |
|                  | $\sigma$ | 0.46                | 1.26                |
| 60° S - 90° S    | m        | 0.06                | 7.27                |
|                  | $\sigma$ | 1.74                | 2.58                |

TAB. VII.6 – Première intégration du 1<sup>er</sup> juillet. Calcul du flux net à la surface, en  $W/m^2$ . Moyenne ( $m$ ) et Écart-type ( $\sigma$ ) des différences, par bandes de latitude.

respectivement pour le calcul de l'OLR et celui du flux net à la surface, pour les données du mois de janvier. Les tableaux VII.5 et VII.6 montrent les résultats pour les données du mois de juillet. Les résultats sont présentés par bande de latitude. Le flux net est compté positivement vers la surface.

#### • Le flux sortant

Par rapport au CBL96, l'erreur de NeuroFlux-C pour le calcul de l'OLR se traduit par un biais inférieur à  $1 \text{ W/m}^2$  en valeur absolue dans les bandes de latitudes tropicales et tempérées. Il est supérieur dans les bandes de latitudes polaire, où il atteint  $4 \text{ W/m}^2$ . Les écarts-types sont compris entre 0.5 et  $2 \text{ W/m}^2$ , à l'exception de la bande de latitudes polaires  $60^\circ\text{S} - 90^\circ\text{S}$ , pour le mois de janvier, où ils valent  $3.5 \text{ W/m}^2$ . Nous discuterons des résultats dans les régions polaires dans le paragraphe VII.4.3.

Les différences entre NeuroFlux-C et le CBL91 sont plus importantes. En particulier, la moyenne des différences dans la bande de latitudes polaires  $60^\circ\text{S} - 90^\circ\text{S}$  pour le mois de janvier dépasse  $10 \text{ W/m}^2$  en moyenne, et l'écart-type  $17 \text{ W/m}^2$ . Dans les bandes de latitude tropicale, la moyenne atteint  $8 \text{ W/m}^2$ . Ces différences sont comparables à celles montrées par (Zhong et Haigh, 1995) entre le CBL91 et le CBL96.

#### • Le flux net à la surface

En ce qui concerne le calcul du flux net à la surface, le biais de l'erreur de NeuroFlux-C, par rapport au CBL96, est inférieur à  $1.5 \text{ W/m}^2$  en valeur absolue. L'écart-type est inférieur à  $2.5 \text{ W/m}^2$ . Les différences entre NeuroFlux-C et le CBL91 sont sensiblement supérieures, avec un biais compris entre 2.5 et  $8.0 \text{ W/m}^2$  et un écart-type compris entre 1.5 et  $5.0 \text{ W/m}^2$ .

### VII.4.3 Cas des régions polaires

Une étude des caractéristiques statistiques comparées des profils de température de TIGR-3 et de ceux de LMDz nous permet de souligner la robustesse de NeuroFlux. En effet, il apparaît qu'un nombre important des profils simulés à un pas de temps donné par LMDz est en-dehors du domaine de validité des réseaux de neurones de NeuroFlux-C : comme le montre la figure VII.7, les profils de températures stratosphériques simulés par LMDz dans les régions polaires de l'hémisphère d'hiver sont fortement irréalistes dans la stratosphère. Par comparaison, les profils moyens des classes polaires de TIGR-3 sont aussi tracés sur la figure. Les profils de LMDz de l'hémisphère d'été semblent correctement représentés dans TIGR-3. Par contre, les profils de l'hémisphère d'hiver sont nettement plus froids que ceux de TIGR-3. Ils n'ont pas de tropopause : la température décroît avec l'altitude de manière continue. Cette caractéristique n'est pas réaliste et traduit une faiblesse de LMDz. Un nombre insuffisant de niveaux de pression dans la stratosphère pourrait être à son origine (G. Krinner, 1997, communication personnelle).

Ce défaut de LMDz doit être replacé dans le cadre général de la délicate modélisation des processus climatiques au-dessus des régions polaires de l'hémisphère d'hiver. En effet, dans ces régions, l'atmosphère et la surface ne sont pas chauffées par le soleil. La perte d'énergie de l'atmosphère vers l'espace est compensée par advection méridionale de chaleur, par l'atmosphère et l'océan (Peixoto et Oort, 1991). Les performances des MCG dans les régions polaires sont particulièrement faibles (Battisti et Bitz, 1997). LMDz est l'un des rares modèles à pouvoir être utilisé valablement pour des études climatiques dans ces régions (Krinner *et al.*,

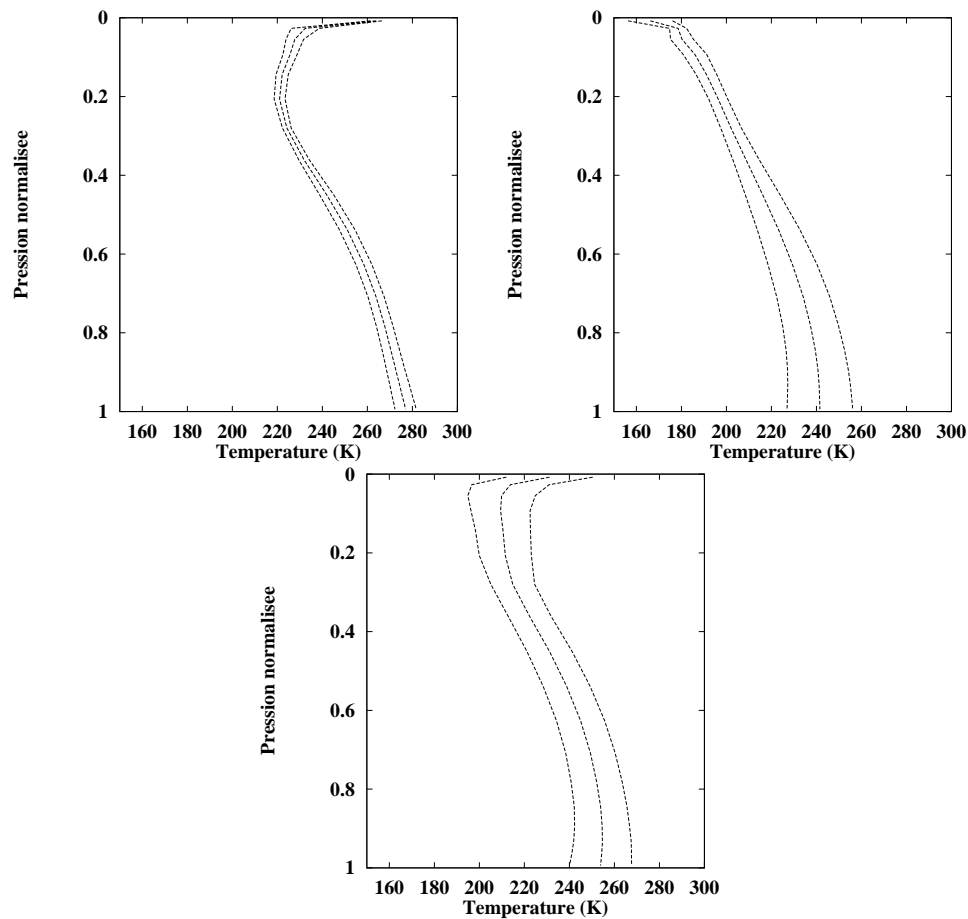


FIG. VII.7 – Profil moyen de température, plus ou moins un écart-type dans les données de la première intégration du 1<sup>er</sup> juillet avec LMDz. À gauche : bande de latitude 90°N - 60°N. À droite : bande de latitude 60°S - 90°S. Au milieu : de même dans les classes polaires (polaire 1 et polaire 2 mélangées) de TIGR-3. Températures, en K, en fonction de la pression normalisée par la pression de surface.

1997). Malgré cela, la représentation des processus stratosphériques au-dessus des régions polaires dans LMDz reste défaillante. Or, les situations atmosphériques de TIGR-3 ne proviennent ni de LMDz, ni d'un autre MCG, mais de mesures effectuées par des radiosondes et de situations restituées à partir d'observations satellitaires. Les profils de température, de vapeur d'eau et d'ozone de TIGR-3 ne sont pas forcément représentatifs des profils marqués par des défauts d'un MCG, consécutifs aux limitations de ses paramétrisations (voir section I.3). Cependant, le changement de variable décrit dans la section V.3.2 permet aux réseaux de neurones de fournir des calculs réalistes dans les régions polaires malgré ce handicap. Tout au plus remarquons-nous une légère irrégularité sur la verticale du biais de l'erreur pour le calcul des taux de refroidissement, ainsi qu'une augmentation limitée de l'erreur sur le flux sortant, dans les régions polaires de l'hémisphère d'hiver (figures VII.3 et VII.5, tableaux VII.3 et VII.5).

#### VII.4.4 Conclusion des comparaisons

Nous avons comparé les calculs du CBL91, ceux du CBL96 et ceux de NeuroFlux-C sur des données d'un hiver et d'un été boréals issues d'une simulation de LMDz. Sur tout le globe, l'erreur de paramétrisation de NeuroFlux-C est comparable à celles de NeuroFlux-A et NeuroFlux-B présentées au chapitre VI. Elle ne varie pas entre le mois de juillet et le mois de janvier de manière significative. Elle est de l'ordre de grandeur de la différence entre les calculs du CBL91 et ceux du CBL96, voire inférieure. Cette nouvelle validation confirme la robustesse de notre méthode.

### VII.5 Intégration sur six mois

NeuroFlux-C a été installé dans LMDz, pour une simulation de six mois. La simulation débute le 1<sup>er</sup> janvier et s'achève le 30 juin. Elle a été comparée avec une simulation de contrôle, réalisée avec la version standard de LMDz, utilisant le CBL91.

#### • Évolution des principales variables thermodynamiques

Pour les deux simulations, nous avons comparé les moyennes mensuelles des principales variables climatiques calculées par LMDz : les profils de température, de vapeur d'eau, la nébulosité . . . . Pour alléger l'exposé, nous ne présentons ici que les résultats pour deux variables dans l'expression desquelles le code de transfert radiatif aux GO intervient directement (équations I.1 et VII.2) : la température sur la verticale et à la surface. Les comparaisons pour le mois de juin apparaissent sur les figures VII.8 et VII.9.

Les différences concernant la température de surface sont nulles sur les océans puisque celle-ci est prescrite par une banque de données extérieure. Sur les terres des régions tempérées et tropicales, les différences sont positives et inférieures à 2 K, en général. On remarque des différences plus importantes sur l'Asie et une partie de l'Afrique principalement, où elles peuvent dépasser 4 K. Sur le continent antarctique elles sont supérieures à 6 K. La carte des différences reflète les résultats du tableau VII.6 sur les comparaisons entre NeuroFlux-C et le CBL91 pour le 1<sup>er</sup> juillet. En effet, le tableau VII.6 montre que les flux nets à la surface de NeuroFlux-C et du CBL96 sont en moyenne supérieurs à celui du CBL91 : NeuroFlux-C et le CBL96 tendent à plus réchauffer la surface que le CBL91.

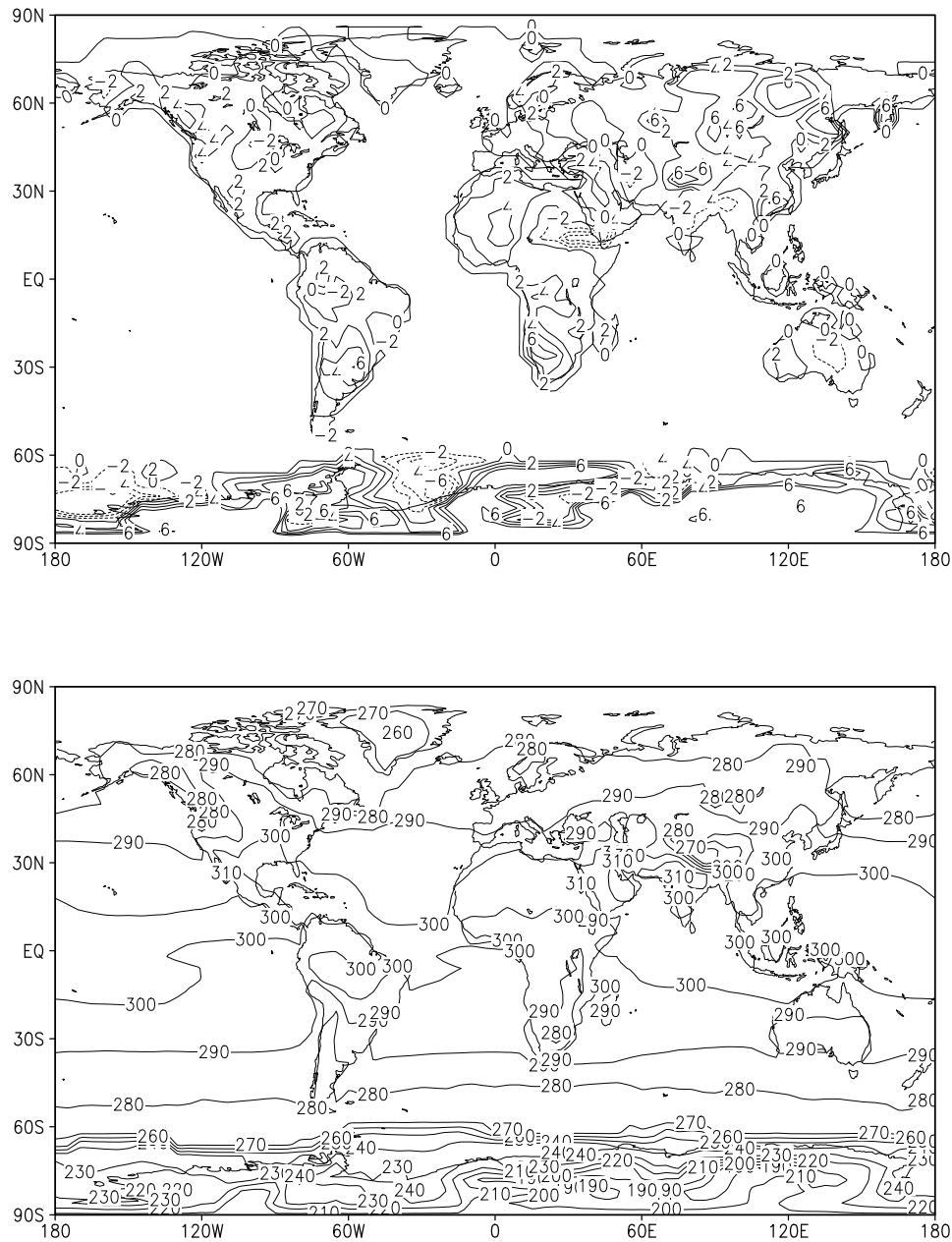


FIG. VII.8 – Simulation de LMDz. Mois de juin. En haut: moyenne des différences entre la simulation avec NeuroFlux-C et celle avec le CBL91 pour la température de surface, en degrés K ( $\text{LMDz}[\text{NeuroFlux-C}] - \text{LMDz}[\text{CBL91}]$ ). En bas: moyenne des température de la simulation de référence ( $\text{LMDz}[\text{CBL91}]$ ). Le graphique du haut est représenté avec un pas de 2 K entre -6 et +6 K. Des valeurs plus élevées (donc non représentées) sont présentes localement sur le continent antarctique: jusqu'à 15 K.

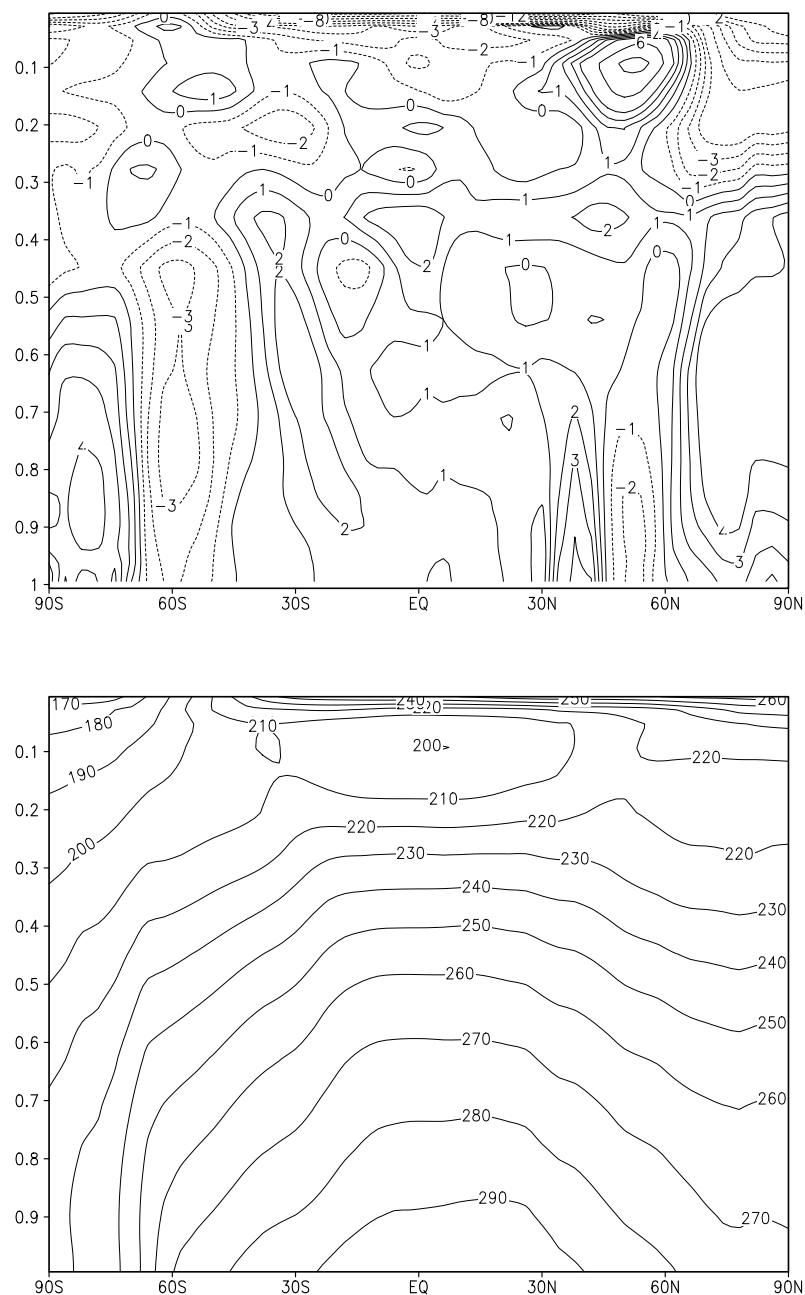


FIG. VII.9 – Simulation de LMDz. Mois de juin. En haut : moyenne zonale des différences entre la simulation avec NeuroFlux-C et celle avec le CBL91 pour le profil de température, en degrés K, en fonction de la pression normalisée par la pression de surface (en ordonnée) et de la latitude (en abscisse) ( $\text{LMDz}[\text{NeuroFlux-C}] - \text{LMDz}[\text{CBL91}]$ ). En bas : moyenne zonale des température de la simulation de référence ( $\text{LMDz}[\text{CBL91}]$ ). Le graphique du haut est représenté avec un pas de 1 K entre -4 et +4 K, et un pas de 2 K au-delà.

Les différences entre les moyennes mensuelles des températures verticales sont le plus souvent positives et inférieures à  $2\text{ K}$ . Dans la troposphère, les différences sont plus importantes au-dessus de régions déjà mises en relief par les comparaisons sur la température de surface : l'Asie vers  $40^\circ$  de latitude nord, ainsi que l'Antarctique. Dans toute la stratosphère et au-delà de  $40^\circ$  de latitude nord, les différences dépassent  $3\text{ K}$  en valeur absolue, avec un signe positif pour les parties subpolaires des cellules de Ferrel, et négatif pour les régions polaires. Plus en altitude encore, les différences sont fortement négatives quelle que soit la latitude : ceci est conforme à nos observations sur les taux de refroidissement (voir figures VII.4 et VII.6) ; nous avons attribué ceci au changement de paramétrisation de l'élargissement des raies d'absorption par effet Voigt dans le code à bandes larges du CEPMMT.

Deux causes principales expliquent ces différences sur les températures verticales et à la surface : d'une part, la mise à jour du code à bandes larges du CEPMMT et d'autre part, l'erreur de paramétrisation de NeuroFlux-C. Or, des changements même faibles dans les paramétrisations peuvent entraîner des évolutions sensiblement différentes des simulations, du fait du caractère chaotique du climat (Lorenz, 1963). En outre, il faut souligner que les paramétrisations des processus atmosphériques non radiatifs n'ont pas été ajustées entre les deux simulations. En effet, dans la pratique, les paramétrisations d'un MCG ne sont pas indépendantes les unes des autres. Ainsi, lorsque des processus importants pour le climat sont mal représentés dans un MCG, il n'y a pas d'autre choix que d'ajuster le MCG (Randall et Wielicki, 1997). Ainsi, l'absence de prise en compte de l'absorption par le continuum de la vapeur d'eau jusqu'à la fin des années soixante-dix était compensée par l'adaptation des autres paramétrisations. Il est possible que le remplacement du CBL91 par NeuroFlux-C dans LMDz nécessite aussi une correction des autres paramétrisations.

Pour situer l'ordre de grandeur des différences, on peut se reporter à l'étude de (Boer *et al.*, 1992). Ces auteurs comparent plusieurs informations climatologiques provenant de 14 MCG. Pour illustrer l'étude, les différences entre les champs de température du MCG du NCAR (*National Center for Atmospheric Research*, Boulder, Colorado) et ceux issus d'observations sont présentées. Les différences moyennées sur les mois d'hiver boréal sont autour de  $4\text{ K}$  dans la troposphère. Elles dépassent  $10\text{ K}$  dans les régions stratosphériques polaires. Les champs de température du MCG du NCAR sont systématiquement trop froids par rapport aux observations. Dans la même étude, le MCG du LMD montre les mêmes tendances. Dans le cas du travail présenté ici, les écarts entre la simulation de LMDz avec le CBL91 et celle avec NeuroFlux-C montrent un réchauffement général du modèle avec NeuroFlux-C de l'ordre de  $2\text{ K}$  dans la troposphère. Ces différences sont comparables avec celles des incertitudes d'un MCG et semblent apporter une correction aux défauts connus de LMDz.

### • Temps de calcul

Dans la version standard de LMDz, qui utilise le CBL91, le transfert radiatif aux GO requiert 18% du temps de calcul, et celui aux OC 6% du temps de calcul.

Comme NeuroFlux-C utilise plus de variables que NeuroFlux-A et NeuroFlux-B, sa vitesse augmente légèrement. En moyenne, sur cinq jours de données de LMDz, il reste 16.5 fois plus rapide que le CBL96. Dans LMDz, le transfert radiatif aux GO requiert alors moins de 4% du temps de calcul de la simulation. La part du transfert radiatif aux OC augmente à 7.5%.

## VII.6 Résumé

Nous avons adapté NeuroFlux au modèle de climat LMDz. La version 1996 du code à bandes larges du CEPMMT a été utilisée lors de la phase d'apprentissage des réseaux de neurones, alors que LMDz utilise actuellement la version 1991 dans ses calculs. Nous appelons NeuroFlux-C cette version du modèle neuronal.

L'erreur de paramétrisation de NeuroFlux-C est comparable à celles de NeuroFlux-A et NeuroFlux-B présentées au chapitre VI. Elle est de l'ordre de grandeur de la différence entre les calculs de la version 1991 du code à bandes larges du CEPMMT et ceux de la version 1996, voire inférieure.

Les résultats d'une simulation de six mois de LMDz utilisant NeuroFlux-C ont été comparés avec ceux d'une simulation de contrôle, utilisant le CBL91. Pour le sixième mois de la simulation, les différences entre les champs de température verticaux et à la surface sont de quelques degrés et restent comparables à l'incertitude de LMDz. Il semble que NeuroFlux-C permette de bénéficier de la précision de la dernière version du CBL, tout en réduisant considérablement les temps de calcul : ceux-ci sont divisés par 16.5. L'installation prévue du CBL96 dans LMDz permettra de quantifier précisément la contribution de la paramétrisation neuronale aux différences mises en relief dans la présente étude.



## Chapitre VIII

# Détermination des flux radiatifs à partir des observations TOVS : N-TbFlux

### VIII.1 Préambule

NeuroFlux calcule les flux radiatifs aux GO à partir de la description thermodynamique de l'atmosphère. Cette description peut être fournie au modèle de transfert radiatif par des radiosondages, des modèles numériques de climat ou des algorithmes d'inversion de mesures satellitaires.

Nous avons exploré une approche différente : elle utilise directement les luminances du sondeur TOVS à bord des satellites opérationnels de la NOAA pour décrire la répartition verticale des flux radiatifs aux GO. Elle permet de bénéficier de la longue série temporelle (près de 20 ans) couvrant tout le globe, des observations du radiomètre TOVS. Nous appelons N-TbFlux notre approche. N-TbFlux est une méthode statistique, qui s'appuie sur des réseaux de neurones artificiels. Elle s'appuie sur la banque de donnée TIGR décrite au chapitre V. Nous l'exposons ici après l'avoir replacée dans le cadre général de l'utilisation des observations satellitaires pour l'étude du bilan radiatif.

### VIII.2 Les observations satellitaires et le bilan radiatif

Les mesures des radiomètres embarqués sur des plate-formes orbitales constituent un mode d'observation du bilan radiatif de la Terre et de son atmosphère particulièrement pertinent. En effet, leur altitude leur permet de mesurer à la fois l'apport d'énergie radiative (dans les OC) de l'espace au système Terre-atmosphère, et l'émission radiative (dans les GO) du système vers l'espace. Les radiomètres embarqués sur des satellites observent ces rayonnements dans des bandes de fréquence choisies.

On distingue deux types de radiomètres. Les radiomètres à *bandes spectrales larges* sont conçus spécialement pour l'étude du bilan radiatif, alors que les radiomètres à *bandes spectrales étroites*, dédiés à l'étude de paramètres géophysiques, ne permettent de déterminer les composantes du bilan radiatif qu'indirectement. Ces deux types de radiomètres peuvent être

| nom de la série | nom du satellite | date de lancement | date de désactivation |
|-----------------|------------------|-------------------|-----------------------|
| TIROS           | TIROS-2          | 23-11-1960        | 04-12-1961            |
|                 | TIROS-3          | 12-07-1961        | 27-02-1962            |
|                 | TIROS-4          | 08-02-1962        | 19-07-1962            |
|                 | TIROS-7          | 19-06-1963        | 03-06-1968            |
| NIMBUS          | NIMBUS-2         | 15-05-1966        | 18-01-1969            |
|                 | NIMBUS-3         | 14-04-1969        | 22-01-1972            |
|                 | NIMBUS-6         | 12-06-1975        | 29-03-1983            |
|                 | NIMBUS-7         | 24-10-1978        | été 1994              |
| ESSA            | ESSA-3           | 02-10-1966        | 02-12-1968            |
|                 | ESSA-5           | 20-04-1967        | 20-02-1970            |
|                 | ESSA-7           | 16-08-1968        | 10-03-1970            |
|                 | ESSA-9           | 26-02-1969        | 15-11-1972            |
| ITOS            | ITOS-1           | 23-01-1970        | 18-06-1971            |
|                 | NOAA-1           | 11-12-1970        | 19-08-1971            |
|                 | NOAA-2           | 15-10-1972        | 30-01-1975            |
|                 | NOAA-3           | 06-11-1973        | 31-08-1976            |
|                 | NOAA-4           | 15-11-1974        | 18-11-1978            |
|                 | NOAA-5           | 29-07-1976        | 16-07-1979            |
| ERBS            | ERBS             | 05-10-1984        | ...                   |

TAB. VIII.1 – *Dates des périodes opérationnelles des principaux satellites dont les observations ont permis l'étude du bilan radiatif du système Terre-Atmosphère. Les séries TIROS-N et ATN sont reportées dans le tableau VIII.4. les satellites géostationnaires des séries GOES et METEOSAT ne sont pas indiqués ici.*

placés sur les mêmes plate-formes satellitaires. Les satellites dont il est fait mention dans la suite, à l'exception des satellites géostationnaires, sont reportés dans les tableaux VIII.1 et VIII.4. Nous renvoyons à l'ouvrage de (Kranner, 1994) pour les satellites géostationnaires.

### VIII.2.1 Les radiomètres à bandes larges

Les radiomètres dédiés au bilan radiatif fournissent des cartographies *mondiales* et *continues* (à l'intérieur d'un même système d'observation) de l'insolation, de l'albédo planétaire et de l'émission tellurique. Les bandes passantes de leurs canaux de mesure sont larges : ces radiomètres comprennent tous un canal «total» (de 0.2 à 50  $\mu m$  et plus), un canal GO (de 5 à 50  $\mu m$  et plus) et à partir de la fin de la décennie 70 un canal OC (de 0.2 à 4  $\mu m$ ). Leurs observations ne sont pas directement utilisables. En premier lieu, les bandes passantes ne sont pas strictement rectangulaires : un premier traitement corrige les mesures de ces défauts. Ensuite, d'autres algorithmes doivent être appliqués pour convertir les luminances mesurées par le satellite sous un angle solide étroit, en flux intégrés sur l'angle zénithal. Ils prennent en compte l'anisotropie de l'atmosphère.

La plate-forme Explorer 7 en 1959 fournit les premières mesures du bilan radiatif terrestre. Elle est suivie de plusieurs missions expérimentales : TIROS 2,3,4,7, NIMBUS 2, ESSA 3,5,7,9, NIMBUS 3, ITOS 1, NOAA 1 (voir table VIII.1). Des programmes d'étude du bilan radiatif cohérents dans le temps sont ensuite développés : le radiomètre ERB (*Earth Radiation Budget*) sur NIMBUS 6 et 7 (Kyle *et al.*, 1993), ERBE (*Earth Radiation Budget Experiment* sur ERBS,

NOAA-9 et NOAA-10 (Barkström, 1984), SCARAB (SCanner for RAdiative Budget) sur Meteor 3 (Monge *et al.*, 1991) et le futur système CERES (Clouds and the Earth's Radiant Energy System) (Wielicki *et al.*, 1996).

En plus des cartographies du bilan radiatif terrestre (e.g. Barkström *et al.*, 1986), ces radiomètres permettent d'étudier le forçage radiatif des nuages (e.g. Harrison *et al.*, 1990). Ils offrent des possibilités de validation de Modèles de Circulation Générale (MCG) (e.g. Vespérini, 1991). Ils renseignent aussi sur l'évolution de l'effet de serre, dans un contexte d'augmentation inquiétante du dioxyde de carbone et du méthane (Hartmann *et al.*, 1986).

### VIII.2.2 Les radiomètres à bandes étroites

D'autres radiomètres, sur les mêmes plate-formes ou non, mesurent le rayonnement dans des canaux étroits, quelques  $\mu m$  au plus. Cette caractéristique leur permet de sonder l'atmosphère sur la verticale.

En effet, on appelle *fonction de poids* la fonction :

$$\mathcal{P}_\omega(z', z, \zeta) = \frac{\partial T_\omega(z', z, \zeta)}{\partial z'} \quad (\text{VIII.1})$$

$\mathcal{P}_\omega$  pondère l'émission du corps noir au nombre d'ondes  $\omega$  et au niveau  $z'$ , dans l'expression de l'énergie reçue au niveau  $z$  (équations II.22 et II.23 du chapitre II). Certains niveaux contribuent donc plus que les autres au rayonnement observé à l'altitude  $z$ .

Le choix des fréquences des canaux de mesure des radiomètres détermine les fonctions de poids des mesures. Par conséquent, il privilégie la contribution de certaines couches au rayonnement qu'ils reçoivent. Si les fonctions de poids sont suffisamment fines, et c'est le cas pour des fréquences particulières, les canaux permettent une extraction à distance d'informations sur la structure verticale de l'atmosphère.

Ces instruments ne sont pas destinés à l'étude directe du bilan radiatif, mais à celle de paramètres géophysiques. De plus, l'attention portée sur leur calibration est moindre que celle portée sur la calibration des radiomètres à bandes larges. Pourtant certains d'entre eux permettent une estimation de flux radiatifs aux GO ou aux OC. Leur caractère multi-spectral leur permet à la fois d'échantillonner le spectre des rayonnements observés à leur altitude, et l'estimation des rayonnements sur la verticale.

Ainsi, pour ces radiomètres, des algorithmes ont été développés afin d'estimer les rayonnements à des niveaux de pression particuliers, et intégrés sur des bandes larges et sur l'angle zénithal, à partir des rayonnements observés dans des bandes étroites et sous un angle de visée particulier. Les méthodes les plus répandues pour la conversion bandes étroites - bandes larges reposent sur des régressions. Deux approches différentes sont utilisées pour prendre en compte l'angle zénithal de visée. La première fait dépendre les paramètres des régressions de l'angle de visée. Dans la deuxième, les régressions ne sont calculées que pour un angle de référence, généralement le nadir. Elle implique une conversion des luminances observées en une luminance équivalente à l'angle choisi, avant l'application des régressions.

Malgré les incertitudes liées à ces approches, la longueur temporelle des observations de plusieurs radiomètres à bandes étroites permet des études climatiques d'importance (e.g. Ohring et Gruber, 1983).

#### • Les radiomètres à bandes étroites des satellites géostationnaires

Les radiomètres imageurs embarqués jusqu'à présent sur les satellites géostationnaires METEOSAT et GOES fournissent au minimum des observations dans des canaux de mesure fins situés dans le visible (1 canal) et l'infra-rouge (2 canaux). La résolution des mesures, quelques kilomètres au nadir, se dégrade avec l'éloignement de la scène observée. Comme les satellites géostationnaires restent fixes dans le référentiel terrestre, une partie importante du globe n'est pas, ou mal décrite. Typiquement, les points du globe situés à plus de  $50^\circ$  de latitude nord et sud sont peu exploitables. Les caractéristiques techniques de ces radiomètres n'en font pas non plus des instruments idéaux pour l'étude du bilan radiatif : les instruments de METEOSAT et GOES n'avaient à leur création que trois informations (les trois canaux cités) sur le spectre, de jour, et deux de nuit, où le canal visible ne reçoit presque pas de signal. Ce handicap est progressivement compensé par l'adjonction de canaux supplémentaires. Mais surtout, l'échantillonnage temporel de ces radiomètres, au moins huit mesures pendant 24 heures pour les canaux infra-rouge, rend particulièrement intéressantes pour l'étude des variations diurnes du rayonnement, leur estimation du bilan radiatif.

Plusieurs travaux ont porté sur la détermination du flux sortant aux GO au sommet de l'atmosphère à partir des mesures de GOES ou de celles de METEOSAT. Gube (1982) s'appuie sur des régressions. Les paramètres sont obtenus à partir des résultats de calculs radiatifs sur 125 situations atmosphériques. Minnis et Harrison (1984) et Chérut *et al.* (1992a) utilisent des coïncidences spatio-temporelles entre des observations GOES ou METEOSAT d'une part, et des mesures de radiomètres larges bandes d'autre part, pour calculer les paramètres de leurs régressions. L'erreur du calcul du flux sortant rapportée par Chérut *et al.* (1992a) est de l'ordre de  $10 \text{ W/m}^2$ , voire inférieure.

Sachant que la couverture nuageuse, correctement décrite par les canaux de METEOSAT et GOES, est le facteur dominant de la modulation de l'insolation à la surface terrestre, l'insolation peut être aussi estimée à partir de mesures au sommet de l'atmosphère. Tarpley (1979) utilise des coïncidences spatio-temporelles entre des observations satellitales et des mesures au sol par des pyranomètres pour calculer les paramètres de régressions entre l'insolation et les mesures des canaux. Par contre, l'algorithme de Gautier *et al.* (1980) repose sur un modèle physique simple. Ces auteurs montrent des erreurs inférieures à 10% sur la détermination de l'insolation. De nombreuses publications ont amélioré ces techniques d'estimation (e.g. Schmetz *et al.*, 1986).

### • Les radiomètres à bandes étroites des satellites polaires

Les satellites polaires sont plus utilisés que ceux géostationnaires pour l'étude du bilan radiatif, car leur couverture spatiale est meilleure. Par contre, ils ne permettent pas un échantillonnage diurne satisfaisant, puisqu'en dehors des régions polaires une même scène ne peut être visée par le même radiomètre plus de deux fois par 24 heures.

La détermination de la composante GO du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère par Raschke *et al.* (1973) utilise les quatre bandes de mesure GO de *Medium-Resolution Infra-red Radiometer* (MRIR) sur les plate-formes Nimbus-2 et Nimbus-3. Leur algorithme repose toujours sur des régressions, à partir de calculs théoriques. Gruber et Winston (1978) appliquent la méthode à VHRR (*Very High Resolution Radiometer*) à bord des satellites de la série NOAA-SR, et à AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) embarqué sur la série des satellites opérationnels de la NOAA TIROS-N. Alors que l'approche de (Raschke *et al.*, 1973) est multi-spectrale, celle de Gruber et Winston n'utilise que le canal fenêtre infra-rouge à  $10 \mu\text{m}$ , seul disponible sur VHRR de jour comme de nuit. Les erreurs d'estimation introduites

par cette approche ne masquent pas l'importance qu'a cette longue série de données sur le bilan radiatif pour l'étude du climat (Ellingson et Ferraro, 1983 ; Gruber et Krueger, 1984).

Ellingson *et al.* (1989) reviennent à une approche multi-spectrale avec les observations de l'instrument *High resolution Infrared Radiation Sounder 2* (HIRS2). HIRS2 est une partie du sondeur TOVS, embarqué lui aussi sur les séries de satellites opérationnels de la NOAA TIROS-N et ATN. Il observe le rayonnement dans 20 canaux situés dans l'infrarouge et le visible. Ellingson *et al.* (1989) calculent le flux sortant aux GO par régression à partir de quatre des 20 canaux. Les paramètres proviennent des calculs radiatifs effectués sur une base de 1600 situations atmosphériques (Phillips *et al.*, 1988). Pour tenir compte de la nébulosité, ils font dépendre leurs régressions de l'émissivité effective des nuages restituée à partir des observations TOVS, par la NOAA/ *National Environmental Satellite Data and Information service* (NESDIS). Ellingson *et al.* (1994b) généralisent l'approche au calcul des taux de refroidissement moyens dans quatre couches entre 1013 *hPa* et le sommet de l'atmosphère.

L'utilisation de régressions repose sur une hypothèse de linéarité entre les données observées par le radiomètre et les données calculées. Dans certains cas, l'utilisation de cette hypothèse entraîne des erreurs trop importantes, comme pour le calcul du flux descendant aux GO à la surface, où l'eau, son contenu total, sa répartition sur la verticale selon la phase, vapeur, liquide ou solide, jouent un rôle dominant. Pour calculer le flux descendant aux GO à la surface à partir des mesures TOVS, Gupta (1989) conserve le principe de la régression, qui permet des calculs rapides, mais l'applique aux données géophysiques inversées par la NESDIS : températures, température de surface, contenus en eau précipitable et paramètres nuageux. Gupta *et al.* (1992) montrent que la méthode amène à une incertitude de l'ordre de 20  $W.m^{-2}$ .

Notre travail sur NeuroFlux a suscité le développement d'une technique originale, sujet de ce chapitre. Elle relie les observations TOVS aux profils verticaux des flux radiatifs par des réseaux de neurones.

Plus coûteux en temps de calcul, l'application d'un modèle de transfert radiatif classique aux paramètres restitués à partir des observations TOVS est utilisée par plusieurs auteurs (Darnell *et al.*, 1983 ; Frouin *et al.*, 1988 ; Zhang *et al.*, 1995 ; Chérut *et al.*, 1996c ; Francis, 1997). Les paramètres inversés proviennent de divers organismes. Ils sont complétés, pour les données de nuages en particulier, par d'autres sources. Rossow et Zhang (1995) indiquent des erreurs pour le calcul du flux sortant aux GO de l'ordre de 10  $W.m^{-2}$ , et pour le flux descendant aux GO à la surface, de l'ordre de 20  $W.m^{-2}$ . Nous avons aussi exploré cette approche. Nous utilisons les paramètres géophysiques inversés par l'algorithme 3I, ainsi qu'un modèle de transfert radiatif direct. Nous exposons ce travail dans le chapitre IX.

## VIII.3 Le sondeur TOVS

La méthode d'estimation des flux radiatifs exposée dans ce chapitre utilise les observations du radiomètre à bandes étroites TOVS. Cette section décrit l'instrument.

### VIII.3.1 Description

TOVS hérite des concepts de mesure développés et testés dans le cadre de la série de satellites NIMBUS, à partir de 1969, NIMBUS-6 en particulier, embarque les instruments de sondage de l'atmosphère *High Infrared Resolution Sounder* (HIRS), *SCAnning Microwave Spec-*

| Instrument                                     | HIRS2              | MSU                  |
|--|--------------------|----------------------|
| Angle de balayage                              | $\pm 49.5^\circ$   | $\pm 47.35^\circ$    |
| Temps de balayage (secondes)                   | 6.4                | 25.6                 |
| Surface au sol au nadir ( $km^2$ )             | $\pi \times 8.7^2$ | $\pi \times 54.7^2$  |
| Surface au sol à la fin du balayage ( $km^2$ ) | $58.5 \times 29.9$ | $323.1 \times 178.8$ |

TAB. VIII.2 – *Quelques caractéristiques des radiomètres HIRS2 et MSU.*

trometer (SCAMS) et *Pressure Modulated Radiometer* (PMR). HIRS, SCAMS et PMR mesurent le rayonnement de la Terre et de l'atmosphère respectivement dans le domaine infra-rouge entre 0.7 et 15  $\mu m$ , dans le domaine des micro-ondes et dans l'infra-rouge autour de 15  $\mu m$ . Leurs successeurs, *High Infrared Resolution Sounder 2* (HIRS2), *Microwave Sounding Unit* (MSU) et *Stratospheric Sounding Unit* (SSU) forment le sondeur TOVS. Les principales caractéristiques des radiomètres HIRS2 et MSU sont résumées dans les tableaux VIII.2 et VIII.3. SSU ne sera pas utilisé dans la suite. La figure VIII.1 illustre la résolution verticale de TOVS. Les longueurs d'ondes des canaux de TOVS ont été choisies de manière à décrire l'atmosphère de la surface jusqu'à la stratosphère. Les spécifications des instruments ne prenaient initialement en compte que l'étude du profil vertical de température et celle des contenus totaux en eau vapeur et en ozone (Smith *et al.*, 1979). D'autres paramètres géophysiques peuvent être cependant estimés à partir des luminances observées par l'instrument, en particulier la température de surface, les paramètres nuageux, altitude et nébulosité effective des nuages, et le contenu en eau vapeur pour des couches épaisses.

TOVS équipe le satellite TIROS-N, lancé à la fin de l'année 1978. Un instrument semblable est embarqué dans la suite sur tous les satellites opérationnels des séries TIROS-N et ATN (*Advanced TIROS-N*). À ce jour, neuf satellites se sont succédés avec des instruments équivalents (tableau VIII.4). Ils sont placés en orbite basse (850  $km$  environ), quasi-polaire et héliosynchrone. Cette continuité d'observation permet aujourd'hui de disposer de près de 20 années de données fortement homogènes. En temps normal, deux satellites fonctionnent de manière simultanée et en quasi-quadrature : l'heure locale de passage au noeud ascendant est soit aux alentours de 14h30, soit vers 19h30. En moyenne, quatre observations sont alors disponibles chaque jour pour un point de la Terre donné.

### VIII.3.2 Étalonnage des mesures

L'instrument TOVS est calibré en vol toutes les 256 secondes à l'aide de deux cibles dont les caractéristiques radiatives sont connues. Cette calibration en vol est poursuivie au sol lors du traitement des données du radiomètre. Des algorithmes convertissent les mesures des différents canaux de l'instrument (à l'exception du canal visible), *les comptes numériques*, en températures de brillance. La température de brillance équivalente à une énergie thermique donnée est égale à la température du corps noir qui émet la même énergie. Un ensemble de procédures intervient dans la conversion pour remédier à plusieurs défauts connus des filtres spectraux. La mesure du canal visible de HIRS2, H2O, est étalonnée de manière différente, car elle est convertie en pourcentage d'albédo, et non en température de brillance.

| Canal | fréquence centrale |                    | Principaux absorbants             | Max de la fonction de pds<br>(hPa) |
|-------|--------------------|--------------------|-----------------------------------|------------------------------------|
|       | ( $\mu m$ )        | ( $cm^{-1}$ )      |                                   |                                    |
| H1    | 14,96              | 668,40             | CO <sub>2</sub>                   | 30                                 |
| H2    | 14,72              | 679,20             | CO <sub>2</sub>                   | 60                                 |
| H3    | 14,47              | 691,10             | CO <sub>2</sub>                   | 100                                |
| H4    | 14,21              | 703,60             | CO <sub>2</sub>                   | 400                                |
| H5    | 13,95              | 716,10             | CO <sub>2</sub>                   | 600                                |
| H6    | 13,36              | 732,40             | CO <sub>2</sub> /H <sub>2</sub> O | 800                                |
| H7    | 13,36              | 748,30             | CO <sub>2</sub> /H <sub>2</sub> O | 900                                |
| H8    | 11,14              | 897,70             | Fenêtre/H <sub>2</sub> O          | Surface                            |
| H9    | 9,73               | 1027,90            | O <sub>3</sub>                    | 25                                 |
| H10   | 8,22               | 1217,10            | H <sub>2</sub> O                  | 900                                |
| H11   | 7,33               | 1363,70            | H <sub>2</sub> O                  | 700                                |
| H12   | 6,74               | 1484,40            | H <sub>2</sub> O                  | 500                                |
| H13   | 4,57               | 2190,40            | N <sub>2</sub> O                  | 1000                               |
| H14   | 4,52               | 2212,60            | N <sub>2</sub> O                  | 950                                |
| H15   | 4,46               | 2240,10            | CO <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> O | 700                                |
| H16   | 4,40               | 2276,30            | CO <sub>2</sub> /N <sub>2</sub> O | 400                                |
| H17   | 4,24               | 2360,6             | CO <sub>2</sub>                   | 5                                  |
| H18   | 4,00               | 2512,00            | Fenêtre                           | Surface                            |
| H19   | 3,70               | 2671,80            | Fenêtre                           | Surface                            |
| H20   | 0,70               | 14285,70           | Fenêtre                           |                                    |
| M1    | 0.596 <sup>a</sup> | 50,31 <sup>b</sup> | Fenêtre                           | Surface                            |
| M2    | 0.558 <sup>a</sup> | 53,73 <sup>b</sup> | O <sub>2</sub>                    | 700                                |
| M3    | 0.546 <sup>a</sup> | 54,96 <sup>b</sup> | O <sub>2</sub>                    | 300                                |
| M4    | 0.518 <sup>a</sup> | 57,95 <sup>b</sup> | O <sub>2</sub>                    | 90                                 |

TAB. VIII.3 – *Caractéristiques spectrales des canaux HIRS2 et MSU. (<sup>a</sup>)  $\lambda$  en cm. (<sup>b</sup>)  $\nu$  en GHz.*

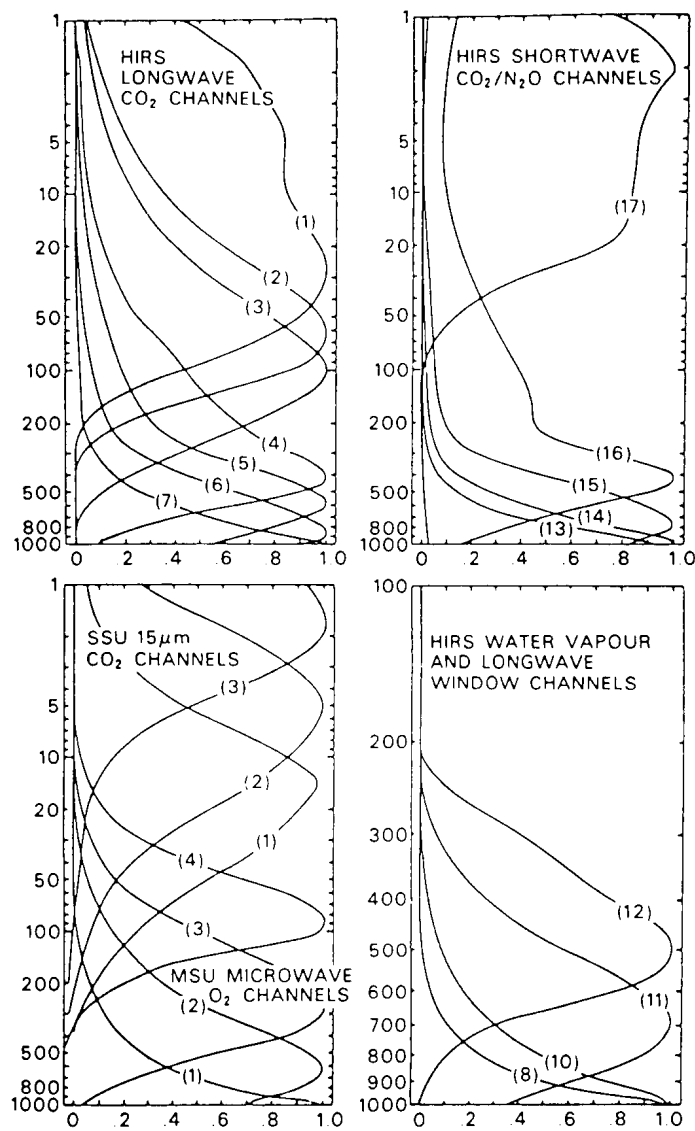


FIG. VIII.1 – Fonctions de poids des canaux HIRS2, MSU et SSU (Smith et al., 1979).



| Nom de la série | Nom du satellite | Heure locale de passage au noeud ascendant | Période d'observation opérationnelle                 |
|-----------------|------------------|--|--|
| TIROS-N         | TIROS-N          | 15h00                                      | 19-10-1978 au 30-01-1980                             |
|                 | NOAA-6           | 19h30                                      | 27-06-1979 au 30-05-1983                             |
|                 |                  |  | et   |
|                 | NOAA-7           | 14h30                                      | 03-07-1983 au 16-11-1986<br>19-09-1981 au 07-06-1986 |
| ATN             | NOAA-8           | 19h30                                      | 20-06-1983 au 12-06-1984                             |
|                 |                  |  | et   |
|                 |                  |  | 01-07-1985 au 31-10-1985                             |
|                 | NOAA-9           | 14h20                                      | 25-02-1985 au 07-11-1988                             |
|                 | NOAA-10          | 19h30                                      | 17-11-1986 au 16-09-1991                             |
|                 | NOAA-11          | 13h40                                      | 08-11-1988 au 11-04-1995                             |
|                 | NOAA-12          | 19h30                                      | 14-05-1991 au 21-08-1997                             |
|                 | NOAA-13          | 19h30                                      | 09-08-1993 au 21-08-1993                             |
|                 | NOAA-14          | 22h30                                      | 11-04-1994 au ...                                    |

TAB. VIII.4 – Périodes d'observation opérationnelle des satellites de la NOAA.

### VIII.3.3 Ajustements empiriques

Ces procédures automatiques de la NOAA ne suffisent pas à corriger les mesures des dérives temporelles dues au vieillissement des appareils. De plus, les instruments embarqués sur chacun des satellites des séries TIROS-N et ATN ont des réponses spectrales légèrement différentes les unes des autres. Plusieurs méthodes sont employées pour homogénéiser la longue série temporelle des observations TOVS.

L'approche du LMD consiste à ajuster les températures de brillance mesurées par l'ajout de biais : les  $\delta$ , ou *deltas* (e.g. Köpken *et al.*, 1995). Les  $\delta$  corrigent à la fois des possibles fluctuations des calibrations du radiomètre au cours du temps, et des erreurs du modèle de transfert radiatif direct utilisé pour modéliser la mesure des canaux. Un modèle de transfert radiatif est en effet nécessaire pour permettre de restituer les paramètres géophysiques à partir des mesures, par une méthode physique. Dans le cas des  $\delta$ , au LMD, il s'agit de 3R (*Rapid Radiance Recognition*), un modèle rapide dérivé de 4A (Flobert, 1986 ; Flobert, 1988 ; Achard, 1991). Les erreurs de 3R ont différentes causes :

- Les erreurs de modélisation du filtre utilisé pour calculer les températures de brillance par 4A.
- Les erreurs de modélisation de la surface.
- Les erreurs sur les caractéristiques des absorbants dans 4A.
- Les erreurs propres à 3R, dues au fait qu'il ne calcule pas directement les températures de brillance, mais adapte celles calculées par 4A et archivées dans TIGR.
- L'absence de prise en compte de la contribution du rayonnement solaire dans le modèle.

Les  $\delta$  comprennent les contributions de ces différentes sources d'erreur liées à la modélisation, ainsi que les dérives instrumentales. Ils sont adaptés à chaque satellite et dépendent

du temps. Ils sont calculés au LMD de manière automatique à partir de coïncidences spatio-temporelles entre des radiosondages et des mesures TOVS, archivées dans les fichiers DSD5 de la NESDIS. Ils sont obtenus par moyennes temporelles glissantes des différences entre l'observation et le calcul pour un satellite. Ils représentent moins de 0.5% de la valeur des températures de brillance. Dans les calculs des  $\delta$  effectués au LMD, la faiblesse relative des écarts-types associés à ces biais a été constatée (R. Armante, 1997, communication personnelle).

## VIII.4 N-TbFlux : une approche fondée sur les réseaux de neurones

### VIII.4.1 Principe de la méthode

Nous avons développé une méthode statistique permettant le calcul des profils verticaux des flux radiatifs aux GO à partir des luminances de TOVS. Nous appelons N-TbFlux cette approche (Chérut *et al.*, 1996a ; Chevallier *et al.*, 1997). N-TbFlux repose sur des réseaux de neurones. Par rapport aux approches fondées sur des régressions évoquées dans le paragraphe VIII.2.2, N-TbFlux lève les limitations liées à l'hypothèse de linéarité.

N-TbFlux utilise des luminances *claires* et celles *éclaircies* de TOVS. Les luminances *claires* sont les luminances observées pour des scènes sans nuages. Les luminances *éclaircies* sont les luminances que mesurerait le radiomètre en l'absence de nuages. Elles font partie des variables calculées lors de l'inversion des observations de TOVS, comme dans le cas de la méthode 3I. Pour toute scène observée par TOVS, N-TbFlux calcule donc les flux verticaux en ciel supposé clair : l'effet des nuages sur le rayonnement n'est pas pris en compte.

Les mesures de TOVS ne permettent pas de restituer les caractéristiques verticales des nuages (épaisseur et variations de l'émissivité). L'estimation des flux radiatifs réels du sommet de l'atmosphère jusqu'à la surface impose de compléter l'information contenue dans les luminances de l'instrument, par exemple à l'aide d'une climatologie des nuages (voir section IX.4). L'extension de N-TbFlux au traitement de la nébulosité n'a pas été explorée dans le cadre de cette thèse.

### VIII.4.2 L'algorithme

L'algorithme de N-TbFlux est illustré par le diagramme de la figure VIII.2.

Après la correction des mesures de TOVS par les  $\delta$ , N-TbFlux sélectionne un réseau de neurones parmi 60 pour effectuer les calculs. Comme 3I et 3R, N-TbFlux utilise en effet 10 angles de référence pour l'angle de visée du satellite, du nadir à  $58^\circ$ , 19 pressions de surface et deux types de surface : terre et mer. Les valeurs des angles de visée et des émissivités de surface sont données dans les tableaux V.3 et V.4 au chapitre V. Les 19 valeurs de la pression au sol sont les 10 niveaux de pressions des 10 couches 4A les plus basses (tableau V.2), ainsi que les 9 niveaux de pressions au milieu de ces mêmes couches. Dans le cas de la mer, seule la pression  $P_s = 1013 \text{ hPa}$  est utilisée. J.-P. Chaboureaud a montré que les variations des températures de brillance se comportent uniformément pour des angles de vue voisins : par l'intermédiaire d'un simple biais, les températures de brillance pour 10 angles de vue peuvent se rapporter à seulement trois angles, avec une erreur comparable au bruit de mesure (Chaboureaud, 1997). Pour prendre en compte trois angles de vue, 19 pressions de

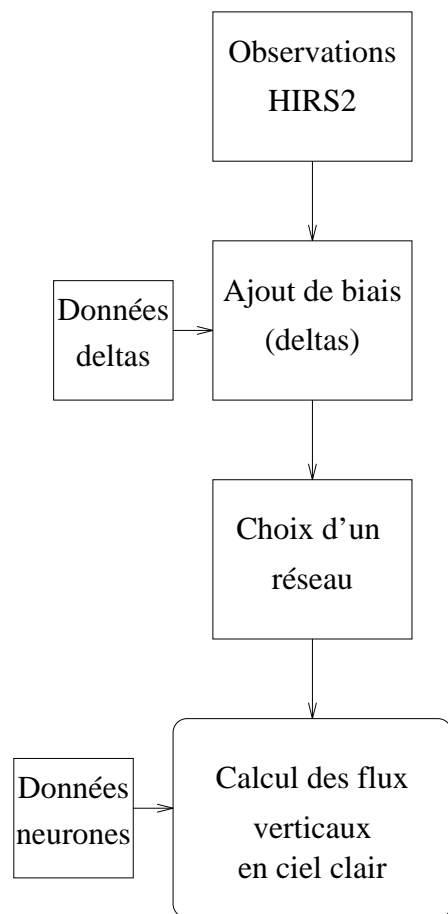


FIG. VIII.2 – Organigramme de l'algorithme N-TbFlux. Les  $\delta$  sont appelés *deltas* sur la figure.

surface pour la terre et une pour la mer, il faut disposer de 60 réseaux de neurones. Parmi les 60 réseaux, N-TbFlux choisit celui qui traite l'angle de visée, ainsi que le type et la pression de surface, les plus proches de la situation observée. Le réseau sélectionné calcule ensuite le profil vertical des flux aux GO en ciel clair. La grille de description verticale de N-TbFlux est celle donnée dans le tableau III.1.

- **Temps de calcul**

Cet algorithme fondé sur les réseaux de neurones permet une estimation rapide du bilan radiatif aux GO en ciel clair. Un mois de données TOVS est traité en cinq minutes UPC, par un ordinateur CRAY C98.

### VIII.4.3 Choix des canaux

Les réseaux de N-TbFlux n'utilisent pas toute l'information disponible dans les observations TOVS. Certains canaux en effet, utiles pour d'autres applications, ont peu d'intérêt pour le calcul des flux aux GO.

L'algorithme exploite 14 canaux de HIRS2 : les neuf canaux de sondage en température H2, H3, H4, H5, H6, H7, H13, H14 et H15, les deux canaux de sondage de la température de surface H8 et H18, et les trois canaux de sondage en vapeur d'eau H10, H11 et H12.

Les canaux H1 et H17 ne sont pas utilisés car ils pointent haut dans l'atmosphère et sont trop larges pour apporter une information fiable. Le canal d'ozone H9, ainsi que H16, influencé par l'ozone, l'oxyde nitreux et le dioxyde de carbone, sont difficiles à modéliser.

Les canaux SSU sont plus fins que les canaux stratosphériques de HIRS, mais pointent plus haut : au-dessus de 20 *hPa*. La faible variation des flux aux GO dans la stratosphère les rend peu utiles : nous ne les utilisons pas. Les canaux MSU captent nettement moins d'énergie que les canaux HIRS2. Leurs fonctions de poids sont des doublons de celles des canaux HIRS2, dans les micro-ondes. Les canaux MSU permettent de dépolluer ceux de HIRS2 des nuages. Ils n'apportent aucune information supplémentaire pour l'estimation des flux aux GO en l'absence de nuages et n'ont pas été introduits dans N-TbFlux.

### VIII.4.4 Les réseaux de neurones

Les 60 réseaux de neurones de N-TbFlux ont donc 14 entrées, les 14 températures de brillance précitées, et 40 sorties, les 20 flux montants et les 20 descendants. Dans le cas de pressions de surface inférieures à 1013 *hPa*, le nombre des sorties diminue. Nos essais d'architecture nous ont conduit à choisir une couche cachée de 25 neurones pour tous les réseaux. Les 60 bases d'apprentissage proviennent de la base TIGR, décrite au chapitre V. Les luminances des 2300 situations atmosphériques de TIGR-3 sont calculées avec 4A à partir de la description thermodynamique des motifs. Les flux associés sont calculés de la même façon avec le CBL96.

### VIII.4.5 Validation de N-TbFlux

N-TbFlux a été validé sur les 1032 radiosondages de TIGR-1r, déjà utilisés. Les radiosondages sont décrits par les profils de température, de vapeur d'eau et d'ozone des situations observées. Les luminances TOVS associées ont été simulées par 4A, au nadir et dans le cas d'une surface maritime. Les profils des flux radiatifs ont été calculés par le CBL96 à partir des

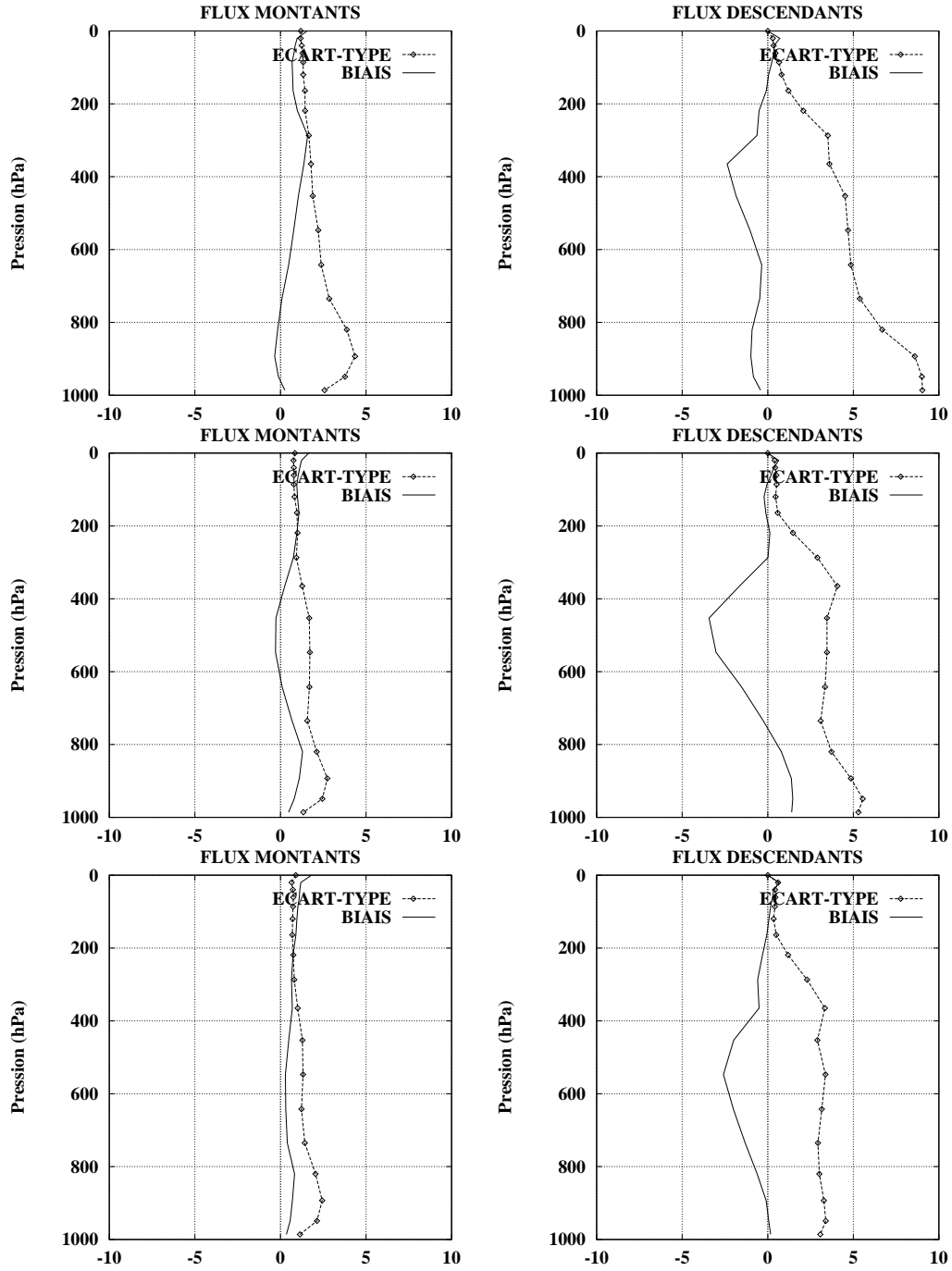


FIG. VIII.3 – Validation de N-TbFlux sur TIGR-1r: Statistiques des écarts entre N-TbFlux et le CBL96 ( $F[N-TbFlux] - F[CBL96]$ ). En haut : classe tropicale. Au milieu : classe tempérée. En bas : classe polaire. Les flux sont en  $W/m^2$ .

profils géophysiques d'une part, et par N-TbFlux à partir des températures de brillance TOVS d'autre part. La figure VIII.3 montre les différences entre les calculs du CBL96, pris comme référence, et ceux de N-TbFlux.

Le calcul des flux montants est marqué par un biais inférieur à  $1.5 \text{ W/m}^2$ . Les écarts-types sont inférieurs à  $5 \text{ W/m}^2$ . Ils décroissent quand le contenu en vapeur d'eau des situations diminue. L'erreur est plus grande pour les flux descendants. Les biais peuvent atteindre  $-3.5 \text{ W/m}^2$  (flux descendant à  $450 \text{ hPa}$  dans la classe tempérée). Les écarts-types sont autour de  $3.5 \text{ W/m}^2$ . Ils augmentent près de la surface pour la classe tropicale où ils dépassent  $9 \text{ W/m}^2$ .

En rapprochant les erreurs de N-TbFlux de celles de NeuroFlux (voir figure VI.1), l'incertitude sur l'estimation du flux descendant à la surface, en particulier dans la classe tropicale, apparaît nettement élevée avec N-TbFlux: elle est proche de  $10 \text{ W/m}^2$  avec N-TbFlux, alors qu'elle est inférieure à  $2 \text{ W/m}^2$  avec NeuroFlux. En fait, l'importance relative de l'erreur de N-TbFlux sur l'estimation du flux descendant à la surface semble plus liée aux caractéristiques du radiomètre HIRS2 qu'à une limitation propre à notre approche statistique. Ainsi, l'erreur de N-TbFlux près de la surface est comparable, voire inférieure, à celles obtenues par d'autres méthodes rapides d'estimation des flux à partir de TOVS: Gupta *et al.* (1992) montrent une incertitude de l'ordre de  $20 \text{ W.m}^{-2}$  et Ellingson *et al.* (1994b) une erreur de l'ordre de  $10 \text{ W/m}^2$ .

## VIII.5 Les radiomètres ERBE

La précédente validation de N-TbFlux a été complétée par une comparaison sur des données réelles entre l'estimation de l'OLR par N-TbFlux et son observation par un radiomètre de la mission ERBE. Cette section décrit les données ERBE que nous utilisons.

### VIII.5.1 La mission ERBE

En attendant la mission CERES, prévue pour débuter en 1998, la mission ERBE est aujourd'hui la référence en matière d'observation du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère. Les données produites constituent une base d'étude du bilan radiatif particulièrement riche au regard des autres bases de données. Ses objectifs initiaux couvrent l'étude des moyennes mensuelles du bilan radiatif, celle du transport méridien d'énergie entre l'équateur et les pôles, ainsi que celle du cycle diurne du bilan radiatif (Barkström, 1984).

Pour répondre à ce dernier objectif, elle a été conçue comme un système multi-satellitaire. Elle est composée des trois satellites suivants :

- le satellite ERBS (*Earth Radiation Budget Satellite*). Son orbite est en précession par rapport au soleil. Elle est inclinée de  $57^\circ$  par rapport à l'équateur. ERBS fournit des mesures entre les latitudes  $57^\circ S$  et  $57^\circ N$  à différentes heures du jour et de la nuit.
- les satellites à orbite polaire héliosynchrone NOAA-9 et NOAA-10. En général, ils fournissent chacun deux mesures par 24 heures sur toutes les latitudes et toutes les longitudes. Ces deux satellites sont en quadrature temporelle.

Chacun des trois satellites emporte des instruments similaires : un moniteur solaire, des radiomètres fixes à champ large (de limbe à limbe) et moyen ( $10^\circ$  autour du nadir), ainsi qu'un radiomètre mobile à champ étroit ( $4.5^\circ$  le long de la trace du satellite et  $3^\circ$  le long de l'axe de balayage). Les satellites et les instruments de la mission ERBE ont eu des durées

de vie diverses, depuis la production des premières données en 1984. À la différence des radiomètres à champ étroit, les radiomètres à champ large et moyen sont toujours en activité.

### VIII.5.2 Description des radiomètres à champ étroit

Les radiomètres à champ étroit (Kopia, 1986) comprennent chacun trois télescopes à balayage transversal. Le temps d'un balayage est de quatre secondes. Il couvre une distance d'environ 2600 km de part et d'autre de la trace du satellite. Le champ de visée au sol a la forme d'un hexagone. Sa surface est d'environ  $47 \times 37$  km pour ERBS et  $61 \times 51$  km pour les satellites ATN (Avis *et al.*, 1994). Le premier télescope couvre le spectre des OC de 0.2 à 5  $\mu m$ , le second le spectre des GO de 5 à 50  $\mu m$ , et le troisième le spectre *total* (TOT) entre 0.2 à 50  $\mu m$ . Le filtre GO est le même que celui de la mission ERB sur NIMBUS-7. Sa réponse en fréquence n'est pas régulière. Il a été conservé malgré les progrès technologiques, par souci de compatibilité entre les missions ERB et ERBE. La redondance d'informations entre les canaux OC et TOT d'une part, et le canal GO d'autre part, est prise en compte dans le calcul du flux aux GO, et contribue à l'étalonnage des radiomètres.

### VIII.5.3 Traitement des observations des radiomètres à champ étroit

Le traitement des observations des radiomètres à champ étroit pour obtenir des flux radiatifs aux GO se répartit en plusieurs étapes.

#### 1. Identification de la scène.

La détermination des flux radiatifs à partir des observations ERBE implique la reconnaissance du type de la scène visée par le radiomètre. Cinq types de surface (océan, continent, neige, désert et côte) et quatre conditions de nébulosité (clair, partiellement nuageux, très nuageux, complètement couvert) sont définis dans l'algorithme. Celui-ci attribue à l'observation, le type de scène le plus vraisemblable au regard des mesures et du lieu géographique (Smith *et al.*, 1986).

#### 2. Corrections spectrales.

Comme la réponse du canal GO du radiomètre à champ étroit n'est pas plate, la luminance intégrée sur les grandes longueurs d'ondes est estimée à partir des trois canaux OC, GO et TOT de façon statistique. L'algorithme fait intervenir le type de scène. Il est décrit dans (Green et Avis, 1996). La redondance d'informations entre les canaux OC et TOT d'une part, et le canal GO d'autre part, a permis d'estimer la dérive de l'instrument sur ses cinq ans de vie : elle est inférieure à 0.5% (Barkström *et al.*, 1990).

#### 3. Corrections angulaires.

Les flux radiatifs aux GO sont estimés à partir d'un modèle empirique d'anisotropie de l'atmosphère (Smith *et al.*, 1986). Ses caractéristiques ont été déterminées à partir de la mission ERB sur NIMBUS-7. Les flux sont archivés dans le produit S8. Il comprend des données instantanées à la résolution de l'instrument.

#### 4. Interpolations et moyennes.

Les données S8 issues des mesures des différents satellites (ERBS, NOAA-9 et NOAA-10) sont combinées, interpolées et moyennées dans l'espace et dans le temps, pour décrire le

bilan radiatif au sommet de l'atmosphère au-dessus de chaque point du globe. La résolution spatiale choisie est de  $2.5^\circ$  de longitude et de latitude, et la résolution temporelle l'heure, le jour ou le mois. Ce produit est distribué sous l'appellation S9.

#### VIII.5.4 Grillage des données

Nous utilisons les données instantanées S8 de NOAA-10. Elles ont été ajustées au LMD sur une grille de un degré de longitude par un degré de latitude (Stubenrauch, 1993). Pour un jour  $J$  donné, les orbites montantes du fichier grillé ont été dissociées des orbites descendantes. On distingue donc au jour  $J$  deux séries de données. Par exemple, NOAA-10 croise l'équateur en orbite montante à 19h30, heure locale. Les heures locales des orbites montantes se situent en soirée, et celles des orbites descendantes en matinée. La dissociation des orbites montantes des orbites descendantes revient donc à une distinction entre les observations du matin, et celles du soir. Pour chaque type d'orbite, pour chaque degré de latitude et chaque degré de longitude, les flux ont été moyennés sur 24 heures (Stubenrauch, 1993). On désignera dans la suite par a.m. les orbites du matin, et p.m. les orbites du soir. Nous disposons à ce jour de quatre mois répartis sur les quatre saisons : juillet 1987, octobre 1987, janvier 1988 et mars 1988.

#### VIII.5.5 Estimation des erreurs

Wielicki *et al.* (1995) ont synthétisé les différents travaux sur l'incertitude des produits ERBE. Ils distinguent deux sources d'erreur pour le calcul du flux sortant instantané aux GO (produit S8) : la calibration et le modèle angulaire. Ils estiment l'écart-type de l'erreur due à la calibration à  $2.4 \text{ W/m}^2$ , et celui de l'erreur due au modèle angulaire à  $12.5 \text{ W/m}^2$ . La combinaison des deux induit un écart-type de  $12.7 \text{ W/m}^2$ . Collins et Inamdar (1995) ont plus particulièrement validé les flux en ciel clair de ERBE. Ils montrent une incertitude moyenne comprise entre 2 et  $6 \text{ W/m}^2$ .

L'erreur du produit ERBE est environ deux fois moindre que celle de la mission ERB sur NIMBUS-7. Les progrès technologiques permettent d'attendre une erreur encore deux fois moindre pour la future mission CERES (Wielicki *et al.*, 1996).

À l'erreur sur les flux du produit ERBE S8, s'ajoute l'erreur due au grillage sur la maille de  $1^\circ$  de largeur. Stubenrauch *et al.* (1997c) estiment que celle-ci peut atteindre  $2 \text{ W/m}^2$ .

### VIII.6 Comparaison entre les calculs de N-TbFlux et les observations ERBE

Les radiomètres ERBE à champ étroit embarqués sur NOAA-9 et NOAA-10 offrent la possibilité de comparer les calculs de N-TbFlux au sommet de l'atmosphère (l'OLR) avec des observations. En effet, ils observent les mêmes scènes que le radiomètre TOVS du même satellite, à quelques secondes d'intervalle. Nous avons donc comparé les calculs de N-TbFlux à partir des observations de NOAA-10, avec les observations du radiomètre ERBE de NOAA-10.

Les comparaisons entre l'observation de l'OLR par ERBE et son calcul par N-TbFlux sont effectuées en ciel clair pour tous les angles de visée de TOVS. La définition du ciel clair est donnée par la méthode 3I à partir de l'analyse multi-spectrale des luminances TOVS. On distingue deux types de surface : la mer et la terre. La figure VIII.4 illustre les différences



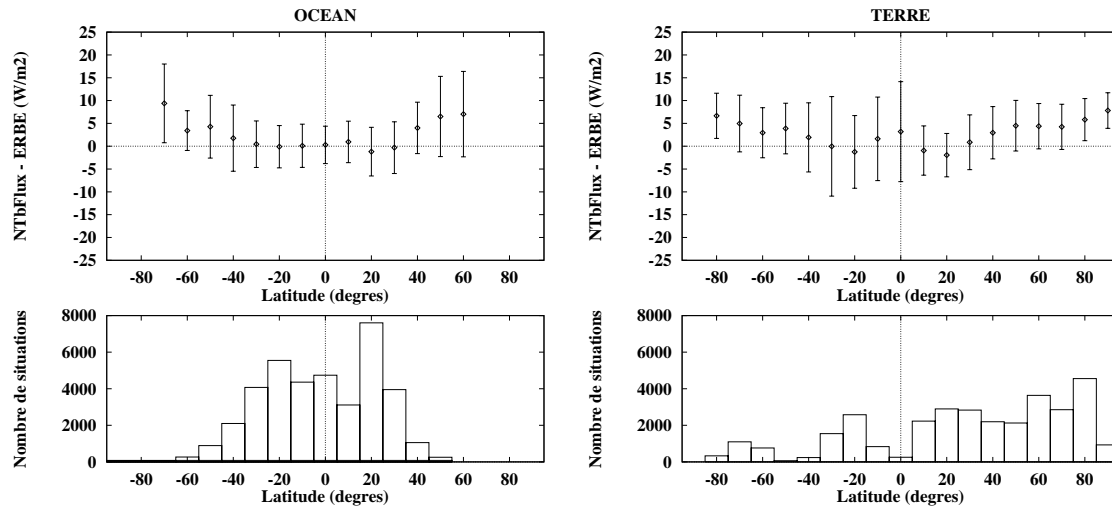


FIG. VIII.4 – Comparaison entre l'observation de l'OLR par ERBE et son calcul par N-TbFlux ( $OLR[N-TbFlux] - OLR[ERBE]$ ). En haut : différence en fonction de la latitude. En bas : nombre de situations. Janvier 1988, orbites p.m., NOAA-10, scènes claires. Flux en  $W/m^2$ . L'échelle de la figure du bas ne permet pas de voir toutes les classes.

en fonction de la latitude, et suivant le type de surface. Elle montre les moyennes des différences instantanées pour les orbites p.m. du mois de janvier 1988. Dans la zone tropicale, les biais entre le calcul et l'observation sont inférieurs à  $4 W/m^2$  en valeur absolue. Ils sont presque nuls au-dessus des océans. Ils augmentent pour les zones tempérées et polaires. Les écarts-types sont compris entre  $5$  et  $10 W/m^2$ . Pour les latitudes tempérées et tropicales, les différences entre l'OLR de N-TbFlux et celui de ERBE sont comparables aux incertitudes du produit ERBE instantanées présentées par (Collins et Inamdar, 1995).

Nous pouvons distinguer quatre sources d'erreur pour expliquer ces différences :

- les erreurs de modélisation des températures de brillance dans N-TbFlux, principalement celles des  $\delta$ .
- les erreurs du CBL96 que nous utilisons dans la phase d'apprentissage : elles ont été quantifiées dans la section III.9 et ne dépassent pas  $2 W/m^2$  en moyenne.
- les erreurs de paramétrisation de N-TbFlux : elles ont été estimées dans la section VIII.4.5 et ne dépassent pas  $2 W/m^2$  en moyenne.
- les erreurs liées au traitement ERBE (voir section VIII.5).

Les  $\delta$  et le traitement ERBE pourraient donc expliquer la majeure partie des différences montrées sur la figure VIII.4. Pour compléter cette étude, nous observons la dépendance des différences en fonction de la température de surface et du contenu en vapeur d'eau des scènes observées (figure VIII.5). Nous utilisons les paramètres géophysiques déterminés par 3I à partir des données de TOVS. Des tendances apparaissent sur les figures. Le biais décroît lorsque la température de surface augmente. Sur terre, les écarts-type augmentent particulièrement pour les températures supérieures à  $23$  degrés Celsius. Les différences en fonction de la vapeur d'eau ne sont stables qu'au-dessus de  $2 cm$  de contenu total. En-dessous de  $2 cm$ , le biais diminue lorsque le contenu en vapeur d'eau augmente, sur les terres. Sur les océans, la tendance est moins régulière, mais les écarts-type sont plus importants. Cette dépendance

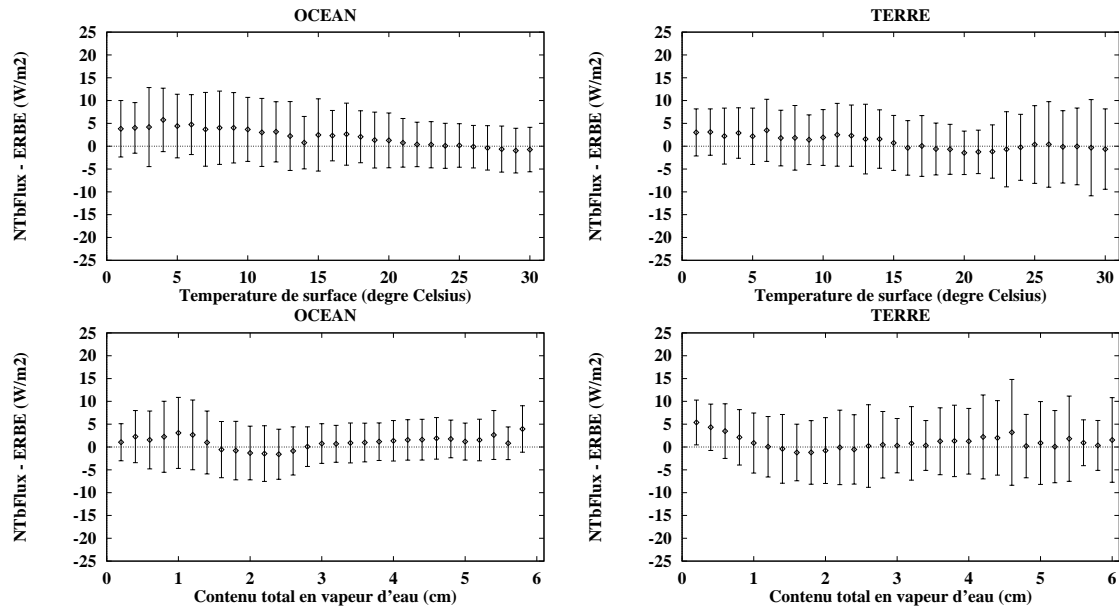


FIG. VIII.5 – Comparaison entre l'observation de l'OLR par ERBE et son calcul par N-TbFlux ( $OLR[N-TbFlux] - OLR[ERBE]$ ). Différence en fonction de paramètres géophysiques. Les barres verticales représentent les écart-types autour de la valeur moyenne calculée. Les classes de moins de 20 points n'apparaissent pas. Janvier 1988, orbites p.m., NOAA-10. Flux en  $W/m^2$ .

des résultats en fonction de la vapeur d'eau, pour des contenus inférieurs à 2 cm de contenu total, est cohérente avec celle en fonction de la température de surface. En effet, le contenu en vapeur d'eau a tendance à augmenter avec la température, en vertu de la relation de Clausius-Clapeyron. En outre, elle explique la dépendance en fonction de la latitude, puisque la vapeur d'eau diminue en moyenne, quand augmente la latitude. Cette tendance a été observée dans des comparaisons entre les observations de ERBE et des calculs à partir de radiosondages, sur les océans tropicaux (Collins et Inamdar, 1995). Elle apparaît aussi dans les résultats de (Rossow et Zhang, 1995), qui utilisent les données ERBE S9. Elle a été attribuée aux algorithmes de traitement des données ERBE (Chérut *et al.*, 1996c ; Otterman *et al.*, 1997).

Le tableau VIII.5 montre l'évolution des différences en fonction du type d'orbite, de la nature de la surface, et du mois, pour les latitudes inférieures à  $30^\circ$  de latitude nord et sud. Les écarts-types sont autour de  $6 W/m^2$  et varient peu entre la matin et le soir, et d'un mois à l'autre. La variation des écarts systématiques est plus importante. Le biais varie entre  $-1.4 W/m^2$  (octobre 1987 a.m. sur la terre) et  $3.5 W/m^2$  (avril 1988 p.m. sur la terre). Les calculs de N-TbFlux expliquent en moyenne plus de 98% de la variance des données ERBE S8.

## VIII.7 Résumé et discussion

Ce chapitre expose une méthode d'estimation du profil vertical des flux radiatifs aux GO, à partir des observations du radiomètre TOVS : N-TbFlux. N-TbFlux utilise des réseaux de neurones de type Perceptron MultiCouche pour relier directement les luminances claires ou éclaircies de l'instrument aux flux radiatifs. Les luminances éclaircies, c'est-à-dire décontaminées de l'effet des nuages, font partie des variables calculées lors de l'inversion des obser-

| année | mois | orbite | surface | nombre de situations | biais | écart-type | corrélation |
|-------|------|--------|---------|----------------------|-------|------------|-------------|
| 1987  | 07   | a.m.   | mer     | 30545                | 2.2   | 4.7        | 0.992       |
|       |      |        | terre   | 42406                | 1.3   | 6.5        | 0.969       |
|       |      | p.m.   | mer     | 37366                | 1.0   | 5.4        | 0.988       |
|       |      |        | terre   | 33651                | 0.9   | 7.3        | 0.967       |
| 1987  | 10   | a.m.   | mer     | 31541                | -0.9  | 5.2        | 0.989       |
|       |      |        | terre   | 45843                | -1.4  | 6.2        | 0.982       |
|       |      | p.m.   | mer     | 36280                | 1.2   | 5.6        | 0.985       |
|       |      |        | terre   | 35032                | 2.6   | 6.3        | 0.985       |
| 1988  | 01   | a.m.   | mer     | 29972                | -0.1  | 5.9        | 0.994       |
|       |      |        | terre   | 27165                | -1.2  | 6.1        | 0.992       |
|       |      | p.m.   | mer     | 44870                | 1.1   | 5.7        | 0.993       |
|       |      |        | terre   | 25190                | 1.7   | 6.8        | 0.992       |
| 1988  | 04   | a.m.   | mer     | 44037                | 1.5   | 5.6        | 0.993       |
|       |      |        | terre   | 39768                | 1.3   | 6.8        | 0.985       |
|       |      | p.m.   | mer     | 48943                | 2.3   | 5.7        | 0.993       |
|       |      |        | terre   | 27674                | 3.5   | 6.5        | 0.985       |

TAB. VIII.5 – Statistiques des différences entre l'observation de l'OLR par ERBE et son calcul par N-TbFlux ( $OLR[N-TbFlux] - OLR[ERBE]$ ). Scènes claires. NOAA-10. Flux en  $W/m^2$ .

vations de TOVS. En particulier, elles sont fournies de manière opérationnelle par la NESDIS.

N-TbFlux calcule donc des flux radiatifs en ciel supposé clair.

L'incertitude des flux calculés par N-TbFlux a été estimée sur une base de 1032 radiosondages d'une part, et avec des comparaisons au sommet de l'atmosphère avec les observations du radiomètre ERBE d'autre part. Les performances de la méthode sont comparables à l'état de l'art des simulations climatiques. Un tel résultat devrait être amélioré avec les spectromètres satellitaires à haute résolution spectrale dans le domaine infra-rouge, comme AIRS (*Advanced Infrared Radiometric Sounder*) et IASI (*Improved Atmospheric Sounder Interferometer*), attendus pour le début de la décennie prochaine.

De ces performances, deux applications de N-TbFlux se dégagent.

La première application de N-TbFlux est la validation de modèles numériques de climat avec des flux instantanés (e.g. Rizzi, 1994). En effet, les flux en ciel supposé clair sont calculés par les MCG de manière routinière afin de calculer le forçage radiatif des nuages. N-TbFlux permet par exemple de comparer les flux instantanés au sommet de l'atmosphère calculés par un MCG, avec des flux dont l'incertitude est comparable à celle de ERBE en ciel clair, sur des durées plus longues que la mission ERBE.

Actuellement, les luminances éclaircies fournies par la NESDIS sont assimilées dans plusieurs modèles de prévision, par exemple celui du CEPMMT (Andersson *et al.*, 1994). La deuxième application possible de N-TbFlux est son utilisation dans un modèle de prévision du climat, pour assimiler sous forme de flux verticaux les luminances éclaircies de TOVS. Étant données les caractéristiques de TOVS, une telle approche nous semble prématurée pour l'instant. En effet, les calculs de N-TbFlux peuvent être exprimés sous la forme d'un changement de variable entre l'espace des radiances observées et celui des flux radiatifs, auquel contribue l'information statistique contenue dans la banque TIGR-3. Or, l'impact de cette dernière

contribution est a priori négative, comme l'ont illustré les résultats de l'assimilation dans le modèle du CEPMMT, des profils géophysiques inversées par la NESDIS (Andersson *et al.*, 1991). En revanche, l'assimilation à venir des mesures des sondeurs AIRS et IASI, nécessitera l'utilisation de techniques de réduction de variables. L'approche présentée ici d'inversion des flux radiatifs par réseaux de neurones artificiels, comme celle analogue des profils géophysiques (Aires *et al.*, 1998), pourrait être particulièrement pertinente.

## Chapitre IX

# Complément de la banque de données TOVS-Path B avec des flux radiatifs

### IX.1 Préambule

Le LMD participe au programme de ré-analyse des observations TOVS, défini conjointement par la NOAA et la NASA. Notre travail de modélisation du transfert radiatif nous a conduit à étendre la banque de données archivée, aux flux radiatifs montants et descendants, du sommet de l'atmosphère jusqu'à la surface. Cette nouvelle banque de données est à la fois homogène et couvre tout le globe sur une longue période de temps : elle permet donc la réalisation d'études climatiques. Pour la constituer, N-TbFlux n'a pu être utilisé, puisque, comme nous l'avons souligné, les performances de ce modèle, jointes à sa restriction actuelle concernant la prise en compte des nuages, orientent surtout son champ d'application vers l'assimilation de données d'une part, et la validation de modèles numériques de climat d'autre part. L'approche alternative choisie ici tire l'information des paramètres géophysiques restitués à partir des mesures du sondeur TOVS par le système 3I et utilise un modèle de transfert radiatif direct : le code à bandes larges du CEPMMT ou NeuroFlux.

Dans ce chapitre, nous décrivons cette approche, ainsi que les premiers résultats d'une analyse des champs climatiques constitués.

### IX.2 Des banques de données de flux radiatifs atmosphériques

#### IX.2.1 Contexte actuel de la recherche autour du bilan radiatif

Suivant l'équation de la thermodynamique I.1, les variations de la température verticale de l'atmosphère sont régies par une somme de termes correspondant à des processus physiques de différentes natures : principalement la dynamique, la diffusion, la condensation, le rayonnement et l'évaporation. La répartition des différentes tendances de la température à l'intérieur de l'atmosphère est étudiée depuis plusieurs décennies à l'aide de modèles numé-

riques du climat et d'observations (Dopplnick, 1972 ; Hantel et Baader, 1978).

Nous savons que les composantes du bilan d'énergie du système Terre-Atmosphère pris dans son ensemble sont exclusivement radiatives. Le système reçoit de l'énergie dans les fréquences visibles et en rejette vers l'espace dans les fréquences thermiques. L'eau, sous toutes ses phases est le principal modulateur du bilan radiatif. Dans le contexte d'une augmentation exponentielle manifeste de la concentration atmosphérique des gaz «à effet de serre», c'est-à-dire actifs dans l'infra-rouge, les études actuelles du bilan radiatif se focalisent principalement autour du signe et de l'intensité de la rétroaction de la vapeur d'eau sur l'influence climatique de ces gaz.

À la fin des années quatre-vingt, la maturité atteinte des observations satellitaires a rendu disponibles des observations de plusieurs variables météorologiques importantes, observations continues dans le temps et à l'échelle mondiale. Citons principalement l'OLR avec la mission ERBE, le contenu total en eau précipitable avec l'instrument SSM/I (*Special Sensor Microwave/Imager*) et la température de surface avec le radiomètre AVHRR. Ainsi, l'analyse statistique de ces observations a permis de constater des liens entre les trois variables précitées, telles que la rétroaction actuelle de la vapeur d'eau est apparue positive (Raval et Ramanathan, 1989 ; Stephens et Greenwald, 1991). Des observations d'origines différentes ont nourri le débat autour de l'interprétation des résultats : des radiosondages (Inamdar et Ramanathan, 1994), des enregistrements géologiques paléo-climatiques (Sun et Lindzen, 1993), des observations issues d'autres instruments satellitaires (Schmetz *et al.*, 1995 ; Frey et Ackermann, 1996), et des analyses de centres opérationnels (Bony *et al.*, 1997a). La conceptualisation théorique des processus dans le cadre de modèles numériques de l'atmosphère a largement contribué à replacer le débat des statistiques vers la physique (Lindzen, 1990 ; Sinha et Allen, 1994 ; Hansen *et al.*, 1997). La recherche s'appuie actuellement sur l'analyse des processus, conjointement dans des modèles et dans des observations.

Nous n'entrerons pas dans le vif d'un sujet qui dépasse le cadre du travail présenté ici. Soulignons cependant qu'en l'absence de conclusions précises sur les perspectives du climat, la recherche s'oriente vers une analyse de plus en plus fine des processus de rétroaction de la vapeur d'eau : les différents mécanismes sont progressivement décomposés, suivant leur nature, sur les trois dimensions de l'espace (verticale, latitude et longitude) et suivant le temps. En outre, la répartition spectrale des processus radiatifs atmosphériques est prise en compte (Clough *et al.*, 1992 ; Sinha et Harries, 1997).

### **IX.2.2 Les banques de données actuelles de flux radiatifs**

Dans le cadre de cette recherche intense et ouverte, la constitution de banques de données de flux radiatifs du sommet de l'atmosphère jusqu'à la surface est un enjeu important. À notre connaissance, les seules à la fois cohérentes et couvrant tout le globe sur une longue période de temps, peuvent être regroupées en deux catégories : le projet ISCCP (*International Satellite Cloud Climatology Project*) et les ré-analyses des centres de prévision météorologique.

#### **• Le programme ISCCP**

Le programme ISCCP a pour but la constitution d'une climatologie des nuages à partir de mesures de satellites. Comme ERBE, il fait partie d'un ensemble de projets internationaux d'analyse des observations de l'atmosphère : le *World Climate Research Programme*. Les données ISCCP comprennent une description de la nébulosité issue de l'analyse conjointe des

luminances à bandes étroites des satellites opérationnels géostationnaires et de celles de l'instrument AVHRR: couverture nuageuse, pression au sommet du nuage et épaisseur optique (Rossow et Schiffer, 1991 ; Rossow *et al.*, 1996).

En parallèle au projet principal d'étude de la nébulosité, ces données sont complétées à l'aide d'une partie du produit journalier d'analyse de TOVS provenant de la NESDIS: profils de température et de vapeur d'eau, température de surface et contenu total en ozone. Ces différents paramètres géophysiques, joints à une information extérieure donnant accès à l'épaisseur des nuages et aux profils verticaux d'ozone, sont utilisés pour le calcul des flux radiatifs du sommet de l'atmosphère jusqu'à la surface (Zhang *et al.*, 1995 ; Rossow et Zhang, 1995). Cette banque de données des flux radiatifs couvre tout le globe avec une maille de  $2.5^\circ$  de latitude et de longitude<sup>1</sup>. La résolution temporelle est de six heures, grâce à un ensemble de procédures d'interpolation. Elle a été utilisée récemment pour estimer les transports méridiens d'énergie par l'atmosphère et l'océan (Zhang et Rossow, 1997).

#### • Les ré-analyses des centres de prévision météorologique

Depuis deux décennies, les différents centres opérationnels de météorologie produisent des analyses du climat de manière routinière. Leurs modèles de prévision combinent une sélection d'observations de l'atmosphère avec une prévision à court terme déterminée par un modèle de circulation générale. Récemment, plusieurs centres ont entamé une ré-analyse du climat des années passées avec une version figée de leurs algorithmes respectifs. C'est le cas du CEPMMT (Gibson *et al.*, 1997 ; Uppala, 1997), du NCEP (*National Center for Environmental Prediction*) en collaboration avec le NCAR (Kalnay *et al.*, 1996) et du DAO (*Data Assimilation Office*) (Schubert *et al.*, 1993). La résolution temporelle des données archivées est de six heures et celle spatiale de  $2.5^\circ$  de latitude ( $2^\circ$  pour le DAO) par  $2.5^\circ$  de longitude. Dans le cas de NCEP-NCAR et du DAO, les taux de refroidissement radiatifs du sommet de l'atmosphère jusqu'à la surface font partie des variables sauvegardées. Dans le cas du CEPMMT, ils sont calculés au Hadley Center dans un retraitement indépendant (Slingo *et al.*, 1998). Ces derniers calculs ne prennent pas en compte les nuages.

## IX.3 La ré-analyse des données TOVS avec la méthode 3I

### IX.3.1 Des données issues de l'analyse des observations TOVS

Les validations des différentes variables de chacune des banques de données pré-citées ne permettent à aucune de se distinguer des autres. (Trenberth et Guillemot, 1995) et (Bony *et al.*, 1997b) illustrent par exemple les limites des analyses et des ré-analyses du CEPMMT, de NCEP-NCAR et du DAO concernant la vapeur d'eau. D'autre part, (Stubenrauch *et al.*, 1998b) et (Stubenrauch *et al.*, 1998c) discutent des restitutions des propriétés des nuages par la méthode 3I d'une part et par ISCCP d'autre part et montre les limites de chacune des deux approches. L'analyse comparée des différentes banques de données atmosphériques est donc une nécessité pour l'analyse du climat.

---

1. Il faut souligner que les différences de résolution spatiale entre les divers jeux de données dissimulent des différences plus profondes. Ainsi, les flux ISCCP sont calculés sur une grille de  $2.5^\circ$  de latitude et de longitude, à partir de paramètres géophysiques qui ont été obtenus avec une résolution spatiale plus fine. Les profils de température et de vapeur d'eau utilisés par ISCCP proviennent de TOVS: leur résolution est comparable à celle de 3I ( $100 \times 100 \text{ km}$ ). De plus, les propriétés des nuages sont déterminées à la résolution du pixel des imageurs géostationnaires et de AVHRR.

Or, l'instrument TOVS décrit dans le chapitre VIII (voir section VIII.3) présente deux caractéristiques importantes pour l'étude de l'atmosphère :

- TOVS est le seul instrument opérationnel à permettre une restitution des paramètres les plus importants pour le transfert radiatif dans les GO : le profil de température, celui de vapeur d'eau, la température de surface, ainsi qu'une description effective de la nébulosité. Comme nous l'avons montré, cet ensemble *cohérent* de paramètres géophysiques, joint à une information extérieure sur le profil vertical de la nébulosité et celui de l'ozone, permet une estimation des flux radiatifs.
- Les données des radiomètres TOVS successifs sont produites en continu depuis 1979. Sur la majeure partie de la période, deux satellites en quadrature temporelle de phase ont été opérationnels en même temps.

Ces atouts, cohérences des données entre elles d'une part, et dans le temps d'autre part, ne sont pas décisifs. Ils sont tempérés par plusieurs faiblesses :

- Les variables thermodynamiques instantanées restituées à partir de TOVS sont marquées par des erreurs, même si elles restent en général comparables avec les performances des autres climatologies.
- La nébulosité ne peut être décrite par TOVS que sous la forme des propriétés d'un nuage effectif vu du sommet de l'atmosphère : les nuages multicouches sont mal déterminés. C'est aussi le cas de la climatologie ISCCP.
- À cause des particularités du transfert radiatif dans l'infra-rouge, la présence de nuages épais empêche l'inversion. Néanmoins, une information sur les nuages larges et opaques est présente indirectement, par les «détrainements» d'air autour du nuage.

### IX.3.2 Le projet Pathfinder

Les données TOVS sont inversées de manière opérationnelle par divers instituts du monde entier, pour la prévision météorologique. Elles sont aussi analysées par différents centres de recherche. Dans le cadre du projet Pathfinder, défini conjointement par la NOAA et la NASA, plusieurs organismes ont été sélectionnés pour ré-analyser les archives des observations TOVS. Le but est de mettre à disposition de la communauté scientifique internationale une base de données mondiale pour l'étude du changement climatique (Maiden et Greco, 1994). D'autres instruments sont concernés par le programme : AVHRR, GOES, SSM/I, VISSR (*Visible and Infrared Spin-Scan Radiometer*) et VAS (*VISSR Atmospheric Sounder*).

Dans un premier temps, cinq équipes différentes ont été choisies pour le retraitement de TOVS. Elles ont été regroupées suivant trois méthodologies (ou *path* en anglais), suivant la méthode d'initialisation de l'algorithme d'inversion qu'elles utilisent : Path A, Path B et Path C.

- Path A utilise un algorithme d'inversion physico-statistique et une information a priori extraite du MCG du GEOS (*Goddard Earth Observing System*) (Susskind *et al.*, 1997).
- Path B repose aussi sur un algorithme d'inversion physico-statistique : 3I. Mais la solution initiale à l'inversion est choisie dans la banque TIGR par reconnaissance de formes (Chédin *et al.*, 1985). C'est l'approche du LMD.
- Path C utilise une approche purement statistique (Goldberg et Fleming, 1995).



### IX.3.3 Les données TOVS-Path B

#### • Les données de l'inversion 3I

Le modèle d'inversion 3I du LMD, sur laquelle repose Path B, utilise les 20 canaux HIRS2 et les 4 canaux MSU de TOVS pour produire les champs mondiaux en trois dimensions de la structure thermodynamique (température et vapeur d'eau) de l'atmosphère, ainsi que la description du champ des nuages (type de nuage, altitude du sommet, nébulosité effective) et de la surface (température de surface, détection de la glace de mer). Nous renvoyons le lecteur aux publications de référence sur 3I pour une description exhaustive de la méthode d'inversion de ces différentes variables : par exemple Chédin *et al.*, 1985 ; Chaboureau, 1997 ; Stubenrauch *et al.*, 1997b.

La résolution spatiale de 3I est de  $100 \times 100 \text{ km}^2$ . Sur chaque point de la maille, près de 300 variables sont disponibles en sortie de l'algorithme. Par exemple, les profils de température sont décrits par 39 valeurs entre 1013 et 0.05 *hPa*.

#### • Les données au format Pathfinder

Pour des raisons de stockage, les fichiers au format Pathfinder sont sensiblement allégés : ils ne comprennent que 54 variables. Pour chaque situation atmosphérique, les principales variables des fichiers Pathfinder sont les suivantes :

- Les températures moyennes dans neuf couches atmosphériques entre 1013 et 10 *hPa*. Les pressions aux interfaces sont les suivantes : 850, 700, 500, 300, 100, 70, 50, 30, 10 *hPa*.
- Le contenu en vapeur d'eau dans les cinq couches atmosphériques entre 1013 et 100 *hPa* parmi les neuf pré-citées.
- Les paramètres nuageux : pression, température et nébulosité effective du sommet, ainsi que le type du nuage.
- La température de surface.

De plus, pour leur formattage Pathfinder, ces variables sont moyennées dans une grille de  $1^\circ$  de latitude par  $1^\circ$  de longitude, après dissociation des orbites descendantes de celles montantes. Trois résolutions temporelles différentes sont utilisées pour ce grillage : le jour, la «pentade» (cinq jours) et le mois.

#### • Validation de TOVS-Path B

Diverses études récentes ont permis la validation des variables de TOVS-Path B. Elles se sont appuyées sur des radiosondages (Chaboureau, 1997), sur les contenus totaux en eau vapeur restitués par l'instrument SSM/I (Chaboureau *et al.*, 1998), sur les températures de surface de la mer provenant de la climatologie du NCEP (Chaboureau, 1997), sur la climatologie de nuages de ISCCP (Stubenrauch *et al.*, 1998b), ainsi que sur les enregistrements des profils de températures stratosphériques de l'Université Libre de Berlin (Claud *et al.*, 1998). Les incertitudes sur les températures verticales et à la surface, et sur les contenus totaux en vapeur d'eau restitués par 3I ont été estimés respectivement de l'ordre de 1.5 *K* et 20%.

À la différence de TOVS-Path A, TOVS-Path B sur lequel nous travaillons n'utilise pas de modèle d'interpolation pour combler les lacunes des séries temporelles des variables resti-

tuées. Ce choix garantit le caractère purement « observationnel » de la banque, mais implique une couverture spatio-temporelle qui peut être quelquefois éparse. Cet inconvénient doit être relativisé. En effet, malgré les lacunes, les validations pré-citées montrent une précision dans le calcul des moyennes mensuelles des variables restituées comparable aux autres climatologies actuelles. Les premiers résultats de la validation des séries temporelles en temps que telles vont dans le même sens (Claud *et al.*, 1998).

## **IX.4 Des données 3I/ TOVS au modèle de transfert radiatif**

Il apparaît que les données issues de l'analyse des données TOVS par la méthode 3I présentent une information originale par rapport aux autres banques de données. Nous avons donc cherché à la compléter en calculant, du sommet de l'atmosphère jusqu'à la surface, les flux radiatifs et les taux de refroidissement aux GO associés. Pour cela, nous utilisons les sorties de 3I, ou les fichiers grillés au format Pathfinder, ainsi que différents modèles de transfert radiatif, le code à bandes larges du CEPMMT et deux versions de NeuroFlux.

### **IX.4.1 Deux chaînes pour le calcul des flux**

- **Une interface entre 3I et le code de transfert radiatif**

Nous avons défini dans la section V.2 le format que nous utilisons en entrée du CBL96 et de NeuroFlux : l'atmosphère est discrétisée sur la grille verticale des 20 niveaux de pressions indiqués au tableau III.1 ; la température et les concentrations de vapeur d'eau et d'ozone sont définies au milieu des 19 couches atmosphériques correspondantes ; la nébulosité est décrite par le profil vertical de l'émissivité effective sur ces couches. Or, pour une situation observée par TOVS, obtenir des profils de température et de vapeur d'eau allant du sommet de l'atmosphère jusqu'à la surface, ainsi que la température de surface, est une contrainte forte. Ainsi, différentes procédures sont nécessaires pour convertir les données inversées par 3I en données utilisables par un modèle de transfert radiatif.

- **La chaîne 3IFlux-1**

Une chaîne de traitement pour le calcul des flux à partir des sorties de 3I (et non des fichiers grillés Pathfinder) a été développée par F. Chérut (Chérut *et al.*, 1996c). Elle regroupe les sorties du modèle d'inversion 3I, une interface et le CBL96. Nous appelons la chaîne de traitement 3IFlux-1. 3IFlux-1 a permis de constituer une banque de données de 30 mois à partir des données de NOAA-10 : d'avril 1987 à septembre 1989. Cette base a servi par exemple pour la constitution de TIGR-3, exposée au chapitre V.

Or, les temps de calcul de la chaîne 3IFlux-1 rendent difficile son application sur des durées plus longues. Ainsi, sur un CRAY C98, plus de sept heures UPC sont nécessaires pour le traitement d'un mois de données TOVS.

- **La chaîne 3IFlux-2**

Récemment, nous avons adapté la méthode au traitement des données grillées au format Pathfinder. Nous appelons 3IFlux-2 cette nouvelle chaîne. L'intérêt de ce travail est un gain en temps de calcul. En effet, un certain nombre de procédures est commun à 3IFlux-1 et aux programmes de formattage Pathfinder : l'utilisation des fichiers Pathfinder permet de ne pas

répéter ces opérations. De plus, comme nous l'avons vu, les fichiers grillés ont une résolution spatiale plus faible et permettent aussi une économie de calcul pour 3IFlux-2 par rapport à 3IFlux-1.

Nous n'entrerons pas ici dans les détails des algorithmes des deux chaînes mises au point. Soulignons seulement que le rapport des temps de calcul entre celles-ci atteint un ordre de grandeur : un mois de données TOVS est traité par 3IFlux-2 utilisant le CBL96 en trois quarts d'heure UPC, sur un CRAY C98. Cette rapidité permet d'envisager l'application de 3IFlux-2 sur des périodes d'observation du radiomètre TOVS sensiblement plus longues qu'avec 3IFlux-1. Nous verrons dans la section IX.5 l'influence de la dégradation des résolutions horizontale et verticale entre 3IFlux-1 et 3IFlux-2 sur le calcul des flux radiatifs.

## IX.4.2 Principe des calculs de l'interface

Le principe des calculs des deux chaînes est décrit ci-dessous.

### • Le profil vertical de température et la température de surface

La résolution verticale de la température est la différence entre 3IFlux-1 et 3IFlux-2 la plus importante pour la précision des calculs radiatifs. Dans le cas de 3IFlux-2 (partant des fichiers Pathfinder), les neuf températures de milieu de couches entre 10 et 1013 *hPa* sont jointes à la température de surface et à celles du sommet du nuage, en cas de nébulosité, pour estimer les profils verticaux de température sur les 19 niveaux de pression du tableau III.1. Dans la majorité des cas, 3I restitue un nuage, même s'il est peu important, car à la résolution spatiale de 3I,  $100 \times 100 \text{ km}^2$ , la probabilité de présence d'un nuage dans le champ est importante. Dans le cas d'une pression de surface de 1013 *hPa*, 3IFlux-2 utilise donc en général 11 points d'information sur la température. 3IFlux-1 (partant des sorties nominales de 3I) dispose de 40 points.

### • Le profil vertical de la vapeur d'eau

Les spécifications de TOVS (son nombre de canaux, sa résolution verticale, ...) ne permettent de restituer la vapeur d'eau que dans cinq couches atmosphériques entre 100 *hPa* et 1013 *hPa*. Cette résolution verticale est faible au regard de la variabilité naturelle de la vapeur d'eau. Des hypothèses doivent être faites pour restituer un profil réaliste. L'approche de 3IFlux-1 et 3IFlux-2 suppose que la variation d'humidité dans une couche d'atmosphère est essentiellement liée à celle de la température.

Dans chacune des cinq couches de vapeur d'eau, indicées  $i$ , 3I restitue un contenu en vapeur d'eau  $U^i$ . Nous estimons l'humidité spécifique moyenne  $q_m^i$  à partir de  $U^i$  par la formule approchée :

$$q_m^i = g \frac{U^i}{P_b^i - P_s^i} \quad (\text{IX.1})$$

$g$  est l'accélération de la pesanteur,  $P_b^i$  et  $P_s^i$  sont respectivement la pression à la base et au sommet de la couche  $i$ . Les pressions sont en *hPa*,  $U^i$  en  $\text{g/cm}^2$  et  $q_m^i$  en  $\text{g/g}$ .  $q_m^i$  permet de calculer le rapport de mélange moyen de la couche,  $r_m^i$ , en  $\text{g/g}$  :

$$r_m^i = \frac{q_m^i}{1 - q_m^i} \quad (\text{IX.2})$$

De la température moyenne de la couche, on calcule le rapport de mélange saturant moyen  $r_{sm}^i$  par application des formules de Goff et Gratch (Queney, 1974). On en déduit l'humidité relative moyenne :

$$h_m^i = \frac{r_m^i}{r_{sm}^i} \quad (\text{IX.3})$$

Une première estimation du profil de rapport de mélange dans la couche peut être faite en supposant que l'humidité relative est constante dans la couche :

$$h^i(P) = h_m^i \quad (\text{IX.4})$$

Or, le profil de température est aussi restitué par l'inversion. Le profil du rapport de mélange saturant,  $q_s(P)$ , est donc connu. À partir du profil de l'humidité relative et de celui du rapport de mélange saturant, on déduit une première estimation du profil de rapport de mélange de la vapeur d'eau :

$$q^i(P) = h^i(P)q_s(P) \quad (\text{IX.5})$$

À la suite des différentes approximations utilisées, les contenus par couche associés, sont différents de ceux restitués par 3I. Une règle de trois sur les rapports de mélange nous permet d'ajuster le profil pour égaler les contenus du profils et les contenus restitués par 3I.

#### • Le profil vertical de l'ozone

L'ozone provient d'une base de données extérieure à 3I. 3IFlux-1 et 3IFlux-2 utilisent une climatologie (McPeters *et al.*, 1984). Elle permet de déterminer un profil d'ozone selon la latitude de la situation étudiée et la saison.

#### • Les paramètres nuageux

Les codes de transfert radiatif que nous utilisons, en particulier le CBL96 et NeuroFlux, prennent en compte la nébulosité par l'approximation des corps gris multicouches (voir section III.5.2). Comme nous l'avons vu, en entrée de ces codes, la nébulosité est décrite par un profil d'émissivité effective (i.e. le produit de l'émissivité et de la couverture du nuage) et par un type de recouvrement (par exemple maximum ou aléatoire).

Or, TOVS est placé au-dessus des nuages. Il ne permet de décrire qu'un nuage effectif vu du dessus : le nuage d'un seul tenant radiativement équivalent au profil vertical de la nébulosité de la scène étudiée. TOVS autorise une détermination de l'altitude de son sommet et de son émissivité effective au sommet. Le nuage peut alors être classé dans une des sept catégories suivantes : cumulonimbus, cirrus, cirrus fins, altostratus, altocumulus, stratus et cumulus (Stubenrauch *et al.*, 1998a). Par rapport à ce que nous avons défini dans la section III.5.2, ceci implique que le recouvrement de ses couches entre la base et le sommet soit de type *maximal*.

Grâce à une climatologie (Poore *et al.*, 1995), nous complétons l'information sur la nébulosité estimée par 3I avec la pression effective à la base. Dans cette climatologie, l'épaisseur du nuage est fonction de l'altitude du sommet, de la latitude et de la saison. Pour notre application, la procédure a été adaptée dans le cas des cirrus (Chérut *et al.*, 1996c). De plus, nous supposons que l'émissivité effective est constante dans toutes les couches nuageuses.

On notera que la nécessité de poser ces hypothèses d'homogénéité sur le développement vertical de la nébulosité ne permet pas de prendre en compte les éventuelles hétérogénéités

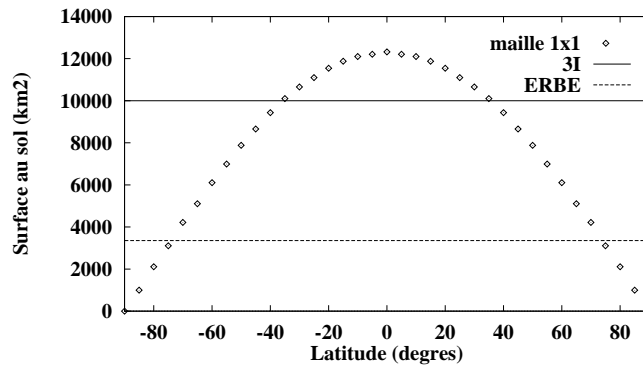


FIG. IX.1 – Résolution au sol des différentes données utilisées, en fonction de la latitude. La valeur portée sur la figure pour ERBE est une valeur moyenne.

verticales dues aux nuages. Ceci induit une incertitude importante sur les flux calculés en-dessous des nuages.

- **L'altitude de la surface**

L'altitude est prise en compte par l'introduction d'un corps noir dans la couche, parmi les 19 utilisées pour les calculs radiatifs, dont la pression au sommet est la plus proche de la pression du surface. La température de ce corps noir est fixée à la température de surface.

- **Paramètres annexes**

Les concentrations du  $CO_2$  et des gaz mineurs sont fixées aux concentrations moyennes de 1991 (données *Intergovernmental Panel on Climate Change*). Pour l'émissivité de surface, nous avons utilisé l'unité pour tous les résultats exposés dans ce chapitre. Nous envisageons pour les calculs à venir de distinguer une émissivité sur la terre distincte de celle de la mer (voir les remarques du paragraphe VI.2.3).

## IX.5 Validation de 3IFlux-1 et 3IFlux-2

Dans un premier temps, une étude a été menée pour estimer l'incertitude sur les calculs de flux par 3IFlux-1. Elle est rapportée par (Chéry *et al.*, 1996c). Ce travail a été prolongé par une estimation des différences entre les calculs de 3IFlux-1 et ceux de 3IFlux-2, ainsi que sur des comparaisons au sommet de l'atmosphère avec les données ERBE. Ces études sont décrites ici. Le code de transfert radiatif utilisé est le CBL96.

### IX.5.1 Impact des résolutions horizontale et verticale sur le calcul des flux

Même si la résolution verticale de neuf couches dans TOVS-Path B autorise un calcul réaliste des flux radiatifs, le traitement 3IFlux-2 induit une perte de précision par rapport à celui de 3IFlux-1, du fait des moyennes spatiales et temporelles appliquées aux paramètres géophysiques. Dans ce qui suit, nous allons chiffrer ces incertitudes.

La figure IX.1 illustre les résolutions horizontales des différentes données, en fonction de la latitude. La maille 3I est fixée à  $100 \times 100 \text{ km}^2$  au sol pour tout le globe. Les données grillées ont

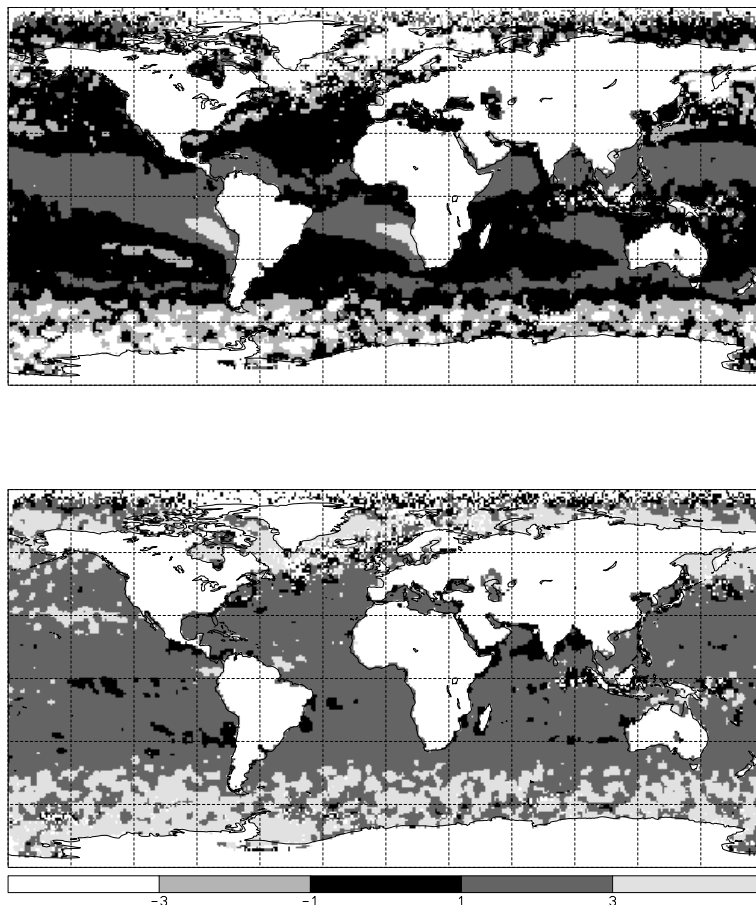


FIG. IX.2 – Différences entre les flux descendants à 1013 hPa calculés par 3IFlux-1 et ceux calculés par 3IFlux-2. En haut : moyenne des différences ( $F[3IFlux-2] - F[3IFlux-1]$ ). En bas : écart-type des différences. Les points du globe dont la pression de la surface est inférieure à 1013 hPa n'apparaissent pas. Janvier 1988, orbites p.m., NOAA-10, scènes claires. Flux en  $W/m^2$ .

une surface plus grande à l'équateur, équivalente vers  $40^\circ$  de latitude nord et sud, et inférieure au-delà. Par conséquent, au niveau de l'équateur, la résolution plus large des données grillées induit un moyennage temporel pour des données d'une même orbite du satellite. De plus, les recouvrements des orbites dans les régions polaires impliquent aussi de faire une moyenne temporelle des données grillées.

En plus de cette différence de résolution horizontale, la résolution verticale des profils de température qu'utilise 3IFlux-2 est diminuée par rapport à celle des profils qu'utilise 3IFlux-1.

L'étude de l'impact de ces changements des résolutions horizontale et verticale sur le calcul des flux a été faite pour tous les flux montants et descendants, du sommet de l'atmosphère jusqu'à la surface, par des comparaisons entre les flux calculés par le CBL96 avec 3IFlux-1 et ceux calculés avec 3IFlux-2. Les différences observées sont inférieures à  $2 W/m^2$  en général. Celles les plus importantes apparaissent pour le calcul des flux descendants à la surface. Pour ceux-ci, les cartes des biais et des écarts-types des différences pour le mois de janvier 1988 sont présentées sur la figure IX.2. Pour les régions tempérées et tropicales les biais sont inférieurs à  $3 W/m^2$  en valeur absolue, à l'exception principalement des régions de strato-cumulus marins à l'Ouest du Pérou et au Sud-Ouest de l'Afrique, où ils peuvent atteindre

4  $W/m^2$ . Les écarts-types sont inférieurs à 3  $W/m^2$  dans les régions tempérées et tropicales. Pour les régions de latitudes polaires, les biais et les écarts-types sont plus importants, à cause du grillage des données utilisées par 3IFlux-2.

L'impact de la diminution de la résolution verticale des profils de température entre 3IFlux-1 et 3IFlux-2 apparaît limité. Il ne semble pas significatif au regard des autres incertitudes, sur le profil de vapeur d'eau en particulier. Ainsi, (Chérut *et al.*, 1996c) estiment à 7.2  $W/m^2$  l'écart-type de l'incertitude sur le flux descendant à la surface due à celle de la vapeur d'eau restituée par TOVS.

De plus, si la diminution de la résolution verticale dans 3IFlux induit une différence entre 3IFlux-1 et 3IFlux-2, celle-ci surestime l'augmentation de l'erreur sur l'estimation des flux radiatifs réels. En effet, la résolution verticale choisie dans les fichiers au format Pathfinder est cohérente avec les performances du sondeur TOVS, issues de ses caractéristiques techniques. Ainsi, (Thépaut et Moll, 1990) estiment que TOVS ne permet de restituer que sept pièces d'information indépendantes sur les profils de température et de vapeur d'eau.

## IX.5.2 Comparaisons au sommet de l'atmosphère avec ERBE

### • Comparaisons en ciel clair

Les calculs au sommet de l'atmosphère de 3IFlux-1, soit 3IFlux-2, ont été comparés avec les mesures ERBE décrites dans la section VIII.5. Nous rappelons que dans le cadre de cette section, les deux chaînes 3IFlux utilisent le CBL96. Cette étude avec ERBE nous permet de poursuivre celle sur l'impact du changement des résolutions horizontale et verticale entre 3IFlux-1 et 3IFlux-2. Elle autorise en outre une évaluation de la précision de notre méthode.

Comme pour la validation de N-TbFlux, nous avons utilisé les données ERBE instantanées du satellite NOAA-10. Nous les avons comparées aux calculs du CBL96 utilisant soit 3IFlux-1, soit 3IFlux-2. Ces calculs ont été effectués à partir des mesures du radiomètre TOVS embarqué sur la même plate-forme, mesures inversées par 3I.

La dépendance des différences entre les calculs des deux traitements 3IFlux et les mesures ERBE, en fonction de la latitude, est montrée sur les figures IX.3 et IX.4. Il s'agit des orbites du mois de janvier 1988, p.m., utilisées dans les précédentes comparaisons. Seules les situations sans nuages sont prises en compte. Les différences entre le nombre de situations traitées par 3IFlux-1 et celui traité par 3IFlux-2 s'expliquent par les différences de résolution au sol entre les deux méthodes (voir figure IX.1). Ceci mis à part, les deux figures sont comparables. La variation des différences en fonction de la latitude est similaire à celle observée avec N-TbFlux (figure VIII.4). Les flux calculés par les trois méthodes sont supérieurs à ceux de ERBE pour les valeurs des flux les plus faibles. On retrouve ce phénomène pour les scènes nuageuses, dans le cas de 3IFlux-1 et 3IFlux-2. Ceci concourt à souligner des incertitudes importantes induites par le traitement des données ERBE.

Les figures IX.5 et IX.6 montrent les différences en fonction de la température de surface et du contenu en vapeur d'eau pour les situations claires. Les deux méthodes 3IFlux ont des comportements similaires par rapport à ERBE. Nous remarquons que les écarts-type sont moins importants avec 3IFlux-2. Ceci peut s'expliquer par le lissage des données 3I induit par le grillage au format Pathfinder. Les caractéristiques des courbes sont similaires à celles obtenues avec N-TbFlux (figure VIII.5), mais elles sont nettement accentuées. Le biais en fonction de la vapeur d'eau varie d'environ 10  $W/m^2$  pour des contenus totaux compris entre

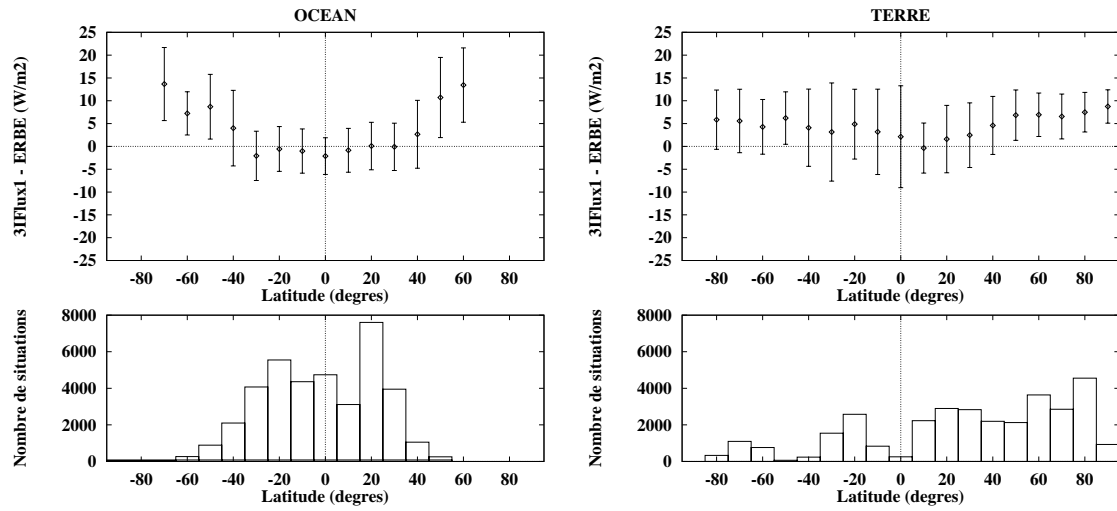


FIG. IX.3 – Comparaison entre l'observation de l'OLR par ERBE et son calcul avec le CBL96 et 3IFlux-1 ( $OLR[3IFlux - 1] - OLR[ERBE]$ ). En haut : différence en fonction de la latitude. En bas : nombre de situations. Janvier 1988, orbites p.m., NOAA-10, scènes claires. Flux en  $W/m^2$ . L'échelle de la figure du bas ne permet pas de voir toutes les classes.

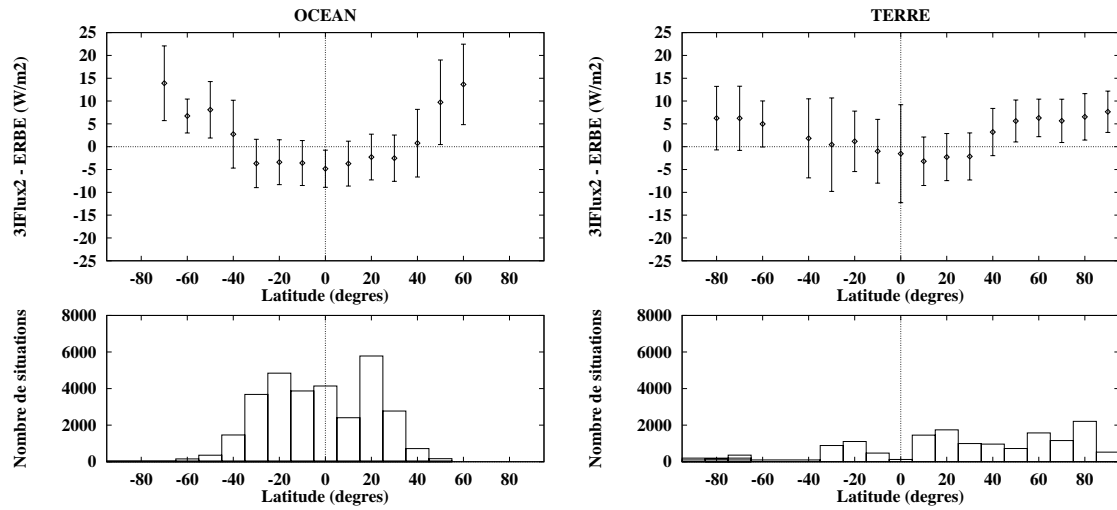


FIG. IX.4 – Comme pour la figure précédente, mais avec 3IFlux-2 au lieu de 3IFlux-1.



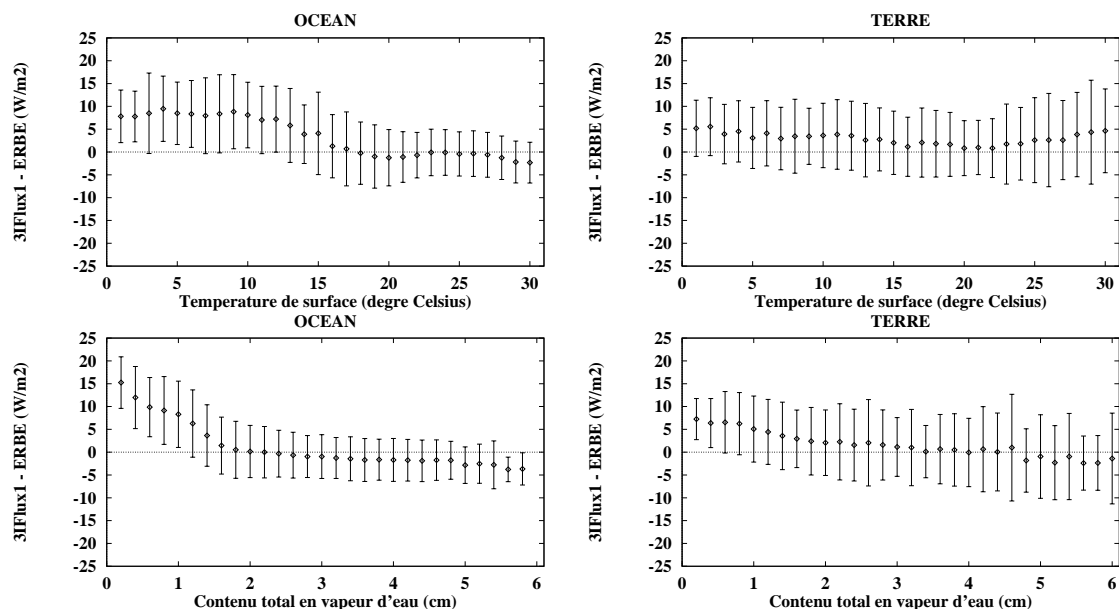


FIG. IX.5 – Comparaison entre l'observation de l'OLR par ERBE et son calcul avec le CBL96 et 3IFlux-1 ( $OLR[3IFlux] - OLR[ERBE]$ ). Différence en fonction de paramètres géophysiques. Les barres verticales représentent les écart-types autour de la valeur moyenne calculée. Les classes de moins de 20 points n'apparaissent pas. Janvier 1988, orbites p.m., NOAA-10, scènes claires. Flux en  $W/m^2$ .

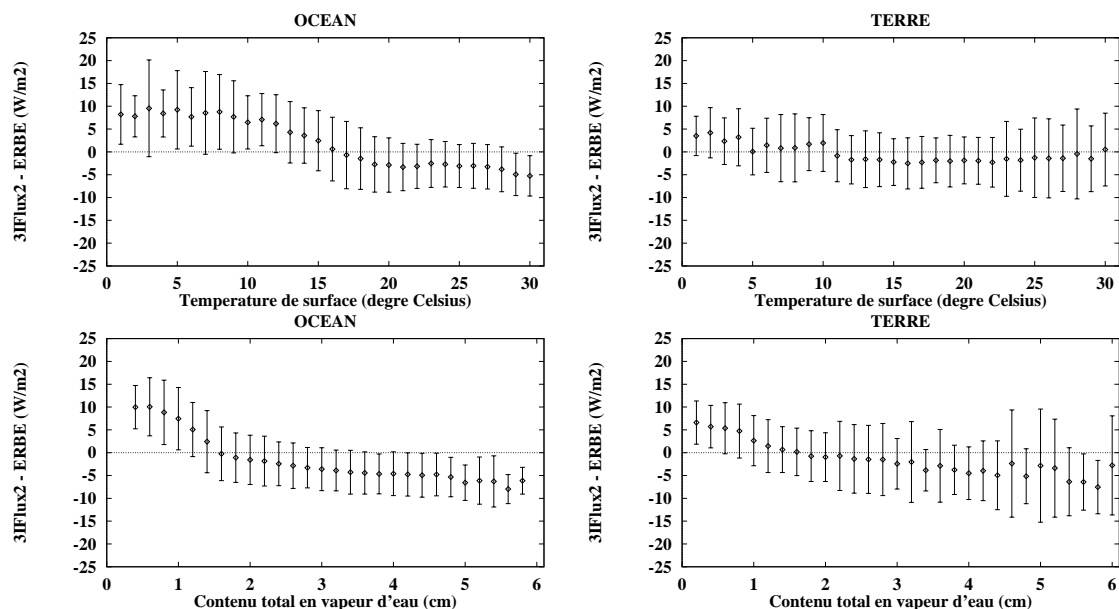


FIG. IX.6 – Comme pour la figure précédente, mais avec 3IFlux-2 au lieu de 3IFlux-1.

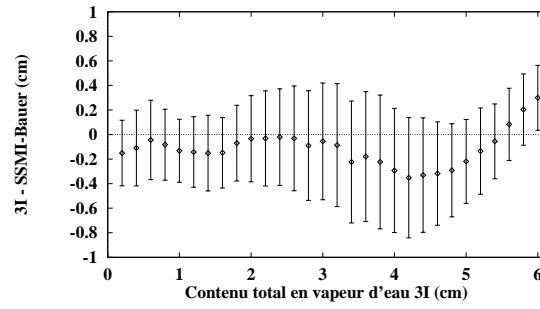


FIG. IX.7 – Comparaison entre les moyennes mensuelles des contenus totaux en vapeur d'eau restitués au-dessus des océans par 3I à partir de TOVS et ceux restitués par (Bauer et Schluessel, 1993) à partir de SSM/I. Janvier 1988, orbites p.m. de TOVS/ NOAA-10, tous ciels confondus.

0.2 et 2.0 *cm*.

Quatre causes expliquent les différences entre les calculs des chaînes 3IFlux et les données ERBE :

- les erreurs de restitution des paramètres géophysiques par 3I,
- les erreurs de l'interface entre 3I et le CBL96, et en particulier les hypothèses sur le profil vertical de la vapeur d'eau,
- les erreurs du CBL96, dont on a montré qu'elles étaient inférieures à  $2 \text{ W/m}^2$  en moyenne (voir figure III.9),
- les erreurs liées au traitement ERBE (voir section VIII.5).

La comparaison entre les résultats de N-TbFlux et ceux de 3IFlux semble montrer que l'étape d'inversion des paramètres géophysiques à partir de TOVS, et en particulier la restitution de la vapeur d'eau, induit des différences avec ERBE plus grandes que lors du calcul direct des flux à partir des températures de brillance avec N-TbFlux. Afin d'illustrer les incertitudes des paramètres restitués par 3I, l'exemple de la validation du contenu total en vapeur d'eau au-dessus des océans est présenté sur la figure IX.7. Celle-ci montre la moyenne et l'écart-type des comparaisons avec les moyennes mensuelles des contenus restitués à partir de l'instrument micro-ondes SSM/I à bord des satellites opérationnels DMSP (*Defense Meteorological Satellite Programme*). SSM/I est particulièrement utilisé pour la restitution du contenu total en vapeur d'eau au-dessus des océans et est généralement considéré comme une référence (e.g. Bauer et Schluessel, 1993). L'écart-type des comparaisons entre les deux approches varie entre 0.2 et 0.6 *cm* suivant le contenu total, le biais peut atteindre 0.4 *cm*. Pour les faibles contenus (moins de 0.5 *cm*), l'incertitude relative peut atteindre 100%. Il apparaît cependant difficile de relier la forme des erreurs de l'OLR estimé par 3IFlux à celle des erreurs du contenu en vapeur d'eau estimé par 3I. En effet, la forme du profil de rapport de mélange de la vapeur d'eau influence aussi l'OLR de manière forte (e.g. Bony, 1993). Surtout, une étude complète nécessiterait de prendre en compte toutes les variables d'entrée de 3IFlux.

Les tableaux IX.1 et IX.2, comme le précédent pour N-TbFlux (VIII.5) montrent l'évolution des différences entre les mesures ERBE et les calculs de 3IFlux en fonction de la nature de la surface et du mois, pour les orbites montantes et celles descendantes. Les écarts-types, environ  $6 \text{ W/m}^2$ , sont comparables entre les trois approches, celle statistique et celles physiques,

| année | mois | orbite | surface | nombre de situations | biais | écart-type | corrélation |
|-------|------|--------|---------|----------------------|-------|------------|-------------|
| 1987  | 07   | a.m.   | mer     | 30545                | 1.6   | 6.3        | 0.987       |
|       |      |        | terre   | 42406                | 6.0   | 7.6        | 0.958       |
|       |      | p.m.   | mer     | 37366                | 0.8   | 6.7        | 0.982       |
|       |      |        | terre   | 33651                | 5.1   | 7.7        | 0.957       |
| 1987  | 10   | a.m.   | mer     | 31541                | -0.6  | 6.1        | 0.983       |
|       |      |        | terre   | 45843                | 0.4   | 6.5        | 0.978       |
|       |      | p.m.   | mer     | 36280                | 2.8   | 6.1        | 0.981       |
|       |      |        | terre   | 35032                | 4.3   | 6.9        | 0.982       |
| 1988  | 01   | a.m.   | mer     | 29972                | -0.6  | 7.2        | 0.993       |
|       |      |        | terre   | 27165                | -0.2  | 6.4        | 0.990       |
|       |      | p.m.   | mer     | 44870                | 1.1   | 6.4        | 0.991       |
|       |      |        | terre   | 25190                | 4.0   | 7.1        | 0.991       |
| 1988  | 04   | a.m.   | mer     | 44037                | 2.2   | 6.5        | 0.991       |
|       |      |        | terre   | 39768                | 4.0   | 7.7        | 0.978       |
|       |      | p.m.   | mer     | 48943                | 3.5   | 6.3        | 0.990       |
|       |      |        | terre   | 27674                | 5.7   | 7.1        | 0.982       |

TAB. IX.1 – Statistiques des différences entre l'observation de l'OLR par ERBE et son calcul avec le CBL96 et 3IFlux-1 ( $OLR[3IFlux - 1] - OLR[ERBE]$ ). NOAA-10, scènes claires. Flux en  $W/m^2$ .

| année | mois | orbite | surface | nombre de situations | biais | écart-type | corrélation |
|-------|------|--------|---------|----------------------|-------|------------|-------------|
| 1987  | 07   | a.m.   | mer     | 21957                | -1.0  | 5.9        | 0.982       |
|       |      |        | terre   | 26612                | 4.7   | 7.5        | 0.948       |
|       |      | p.m.   | mer     | 27384                | -1.6  | 6.4        | 0.973       |
|       |      |        | terre   | 19556                | 3.6   | 7.5        | 0.941       |
| 1987  | 10   | a.m.   | mer     | 22532                | -3.0  | 6.1        | 0.979       |
|       |      |        | terre   | 28415                | -1.1  | 6.3        | 0.972       |
|       |      | p.m.   | mer     | 22244                | 1.1   | 6.5        | 0.973       |
|       |      |        | terre   | 14901                | 2.5   | 6.6        | 0.981       |
| 1988  | 01   | a.m.   | mer     | 21983                | -4.1  | 7.0        | 0.990       |
|       |      |        | terre   | 17191                | -3.4  | 6.3        | 0.988       |
|       |      | p.m.   | mer     | 33264                | -1.8  | 6.3        | 0.987       |
|       |      |        | terre   | 11932                | 1.3   | 6.7        | 0.993       |
| 1988  | 04   | a.m.   | mer     | 31717                | -1.4  | 7.8        | 0.989       |
|       |      |        | terre   | 22427                | -0.1  | 7.9        | 0.974       |
|       |      | p.m.   | mer     | 33997                | -0.0  | 7.6        | 0.987       |
|       |      |        | terre   | 13328                | 2.3   | 7.2        | 0.980       |

TAB. IX.2 – Comme pour le tableau précédent, mais avec 3IFlux-2 au lieu de 3IFlux-1.

alors que les écarts systématiques varient d'une méthode à l'autre. Les biais obtenus pour 3IFlux-1 ne dépassent pas  $6 \text{ W/m}^2$ , mais peuvent différer de ceux obtenus avec N-TbFlux jusqu'à  $4 \text{ W/m}^2$ . Les biais de 3IFlux-2 sont aussi différents des deux autres méthodes, mais le nombre de situations considérées est sensiblement moindre. Ils sont inférieurs à  $5 \text{ W/m}^2$  en valeur absolue. Les calculs de 3IFlux-1 et 3IFlux-2 expliquent en moyenne plus de 97% de la variance des données ERBE.

### • Comparaisons en ciel nuageux

Les figures IX.8 et IX.9 illustrent l'étude de la dépendance des différences en fonction des paramètres nuageux, nébulosité effective et type de nuages. La catégorie de nuages 1, les cumulonimbus, n'est pas représentée car la restitution de tous les paramètres géophysiques nécessaires au calcul radiatif à partir des observations TOVS est rarement possible en présence de ce type de nuages. L'accord est nettement meilleur pour les scènes claires. L'écart-type croît avec la nébulosité effective, pour dépasser  $10 \text{ W/m}^2$  au-delà de 20% de nébulosité. Les différences sont les plus importantes pour les nuages élevés (catégories 2 et 3). L'écart-type dépasse  $15 \text{ W/m}^2$ .

On peut relier ces résultats à l'incertitude sur les paramètres nuageux déterminée par 3I. En effet, 3I ne peut déterminer qu'un nuage effectif, à partir de TOVS. L'incertitude sur la position et l'émissivité du nuage réel a d'autant plus d'influence sur l'OLR que le nuage est élevé.

Le produit ERBE S8 est aussi marqué par des erreurs importantes en présence de nuages. En effet, des défauts du modèle de ERBE d'anisotropie de l'atmosphère ont été soulignés dans plusieurs études (Chérut, 1990 ; Stubenrauch *et al.*, 1993 ; Ye et Coakley, 1996 ; Otterman *et al.*, 1997). En particulier, celle de (Stubenrauch *et al.*, 1993) montre une dépendance forte de l'erreur des flux ERBE en fonction de l'altitude des nuages.

Les comparaisons en ciel nuageux font apparaître un biais entre les scènes terrestres et celles océaniques de  $5 \text{ W/m}^2$  environ, quelle que soit la nébulosité. Ce biais est commun à 3IFlux-1 et à 3IFlux-2. Les figures en ciel clair IX.5 et IX.6 montrent qu'il varie suivant le contenu en vapeur d'eau et qu'il est plus important pour les contenus faibles. Ceci semble mettre en avant un problème lié à la détermination de l'émissivité de surface. Dans 3I, celle-ci est fixée suivant le type de scène (terre ou mer, voir tableau V.4). Dans les deux chaînes 3IFlux, elle est égale à l'unité sur tout le globe. Or,  $\epsilon_s$  varie sur terre de manière significative (Salisbury et D'Aria, 1992). En particulier, comme le montre notre étude du paragraphe VI.2.3, une diminution de  $\epsilon_s$  sur terre dans 3IFlux-1 et 3IFlux-2 induirait une réduction du biais terre-mer (figure VI.10). Cette modification est prévue pour les traitements à venir.

### • Conclusion des comparaisons

Les calculs du CBL96 en sortie des deux algorithmes 3IFlux ont été comparés avec les observations ERBE au sommet de l'atmosphère. Les différences sont inférieures à l'incertitude du produit ERBE instantané, dont l'écart-type a été estimé à  $12.5 \text{ W/m}^2$  (Wielicki *et al.*, 1995). Leurs caractéristiques sont comparables pour les deux approches. Elles sont similaires à celles des différences entre l'OLR calculé par N-TbFlux et celui observé par ERBE, montrées au chapitre VIII. Cependant, les tendances en fonction du contenu total en vapeur d'eau sont amplifiées avec 3IFlux-1 et 3IFlux-2. Ceci n'est pas dû au code de transfert radiatif utilisé, le CBL96. En effet, le CBL96 intervient à la fois pour le calcul des flux en sortie de 3IFlux, et pour le calcul de ceux des bases d'apprentissages des réseaux de N-TbFlux. La dégradation

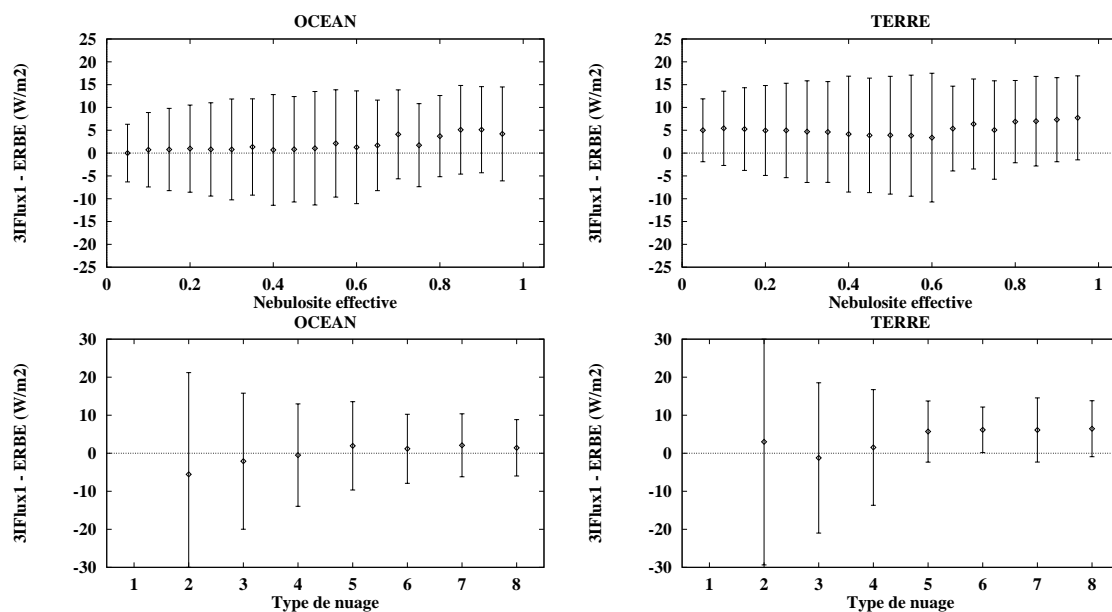


FIG. IX.8 – Comparaison entre l'observation de l'OLR par ERBE et son calcul avec le CBL96 et 3IFlux-1 ( $OLR[3IFlux - 1] - OLR[ERBE]$ ). Différence en fonction des paramètres nuageux. Les barres verticales représentent les écart-types autour de la valeur moyenne calculée. Les classes de moins de 20 points n'apparaissent pas. Janvier 1988, orbites p.m., NOAA-10. Flux en  $W/m^2$ . Légende des catégories de nuages, de 1 à 8: cumulonimbus (1), cirrus (2), cirrus fin (3), altostratus (4), altocumulus (5), stratus (6), cumulus (7), ciels clair (8).

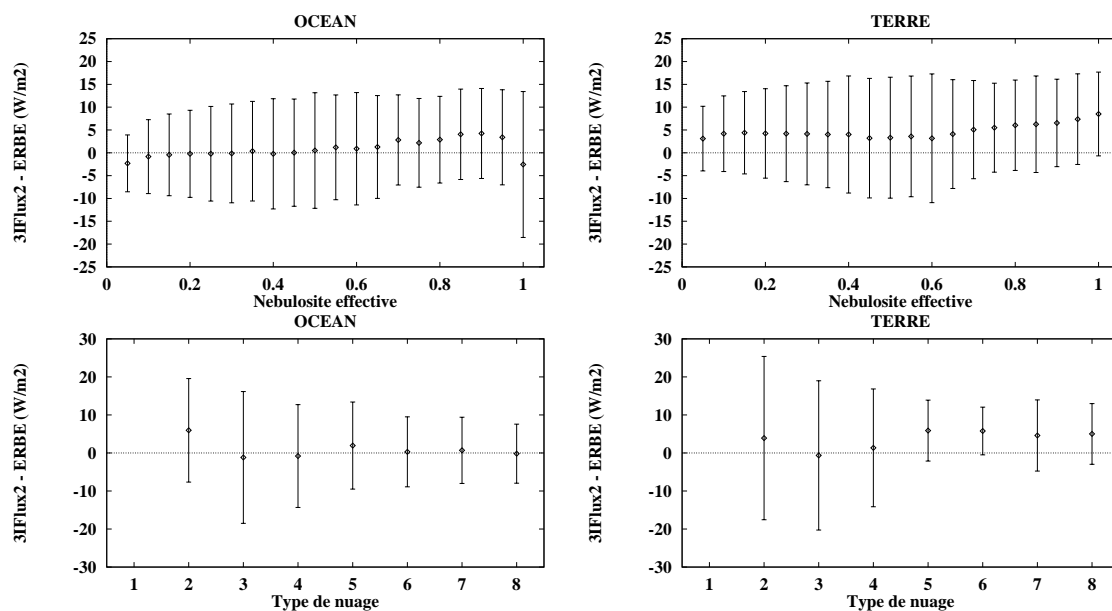


FIG. IX.9 – Comme pour la figure précédente, mais avec 3IFlux-2 au lieu de 3IFlux-1.

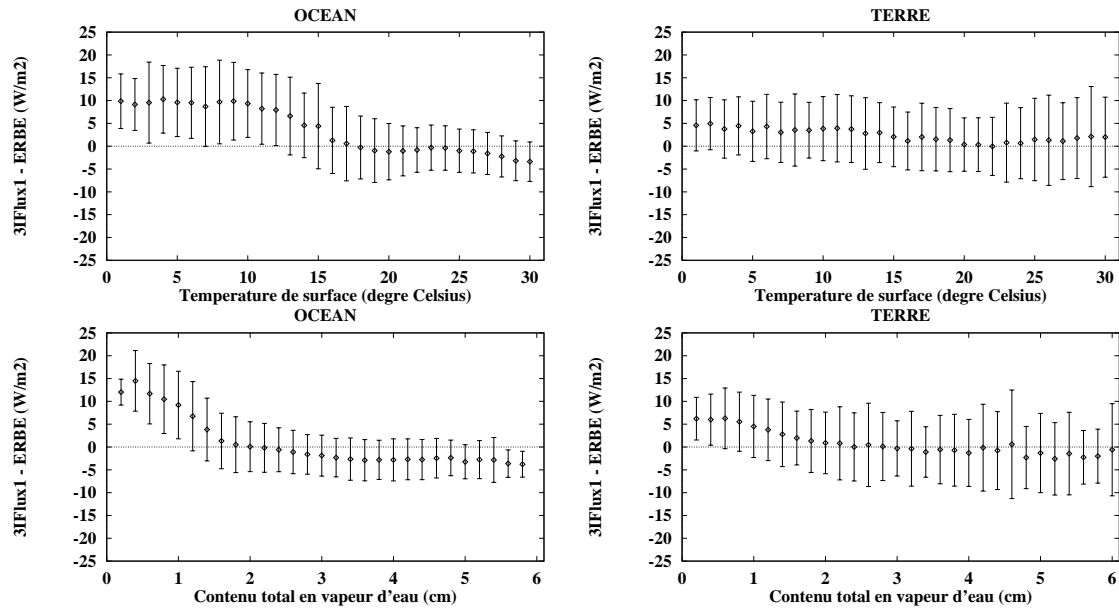


FIG. IX.10 – Comparaison entre l'observation de l'OLR par ERBE et son calcul avec NeuroFlux-B et 3IFlux-1 ( $OLR[3IFlux - 1] - OLR[ERBE]$ ). Différence en fonction de paramètres géophysiques. Les barres verticales représentent les écart-types autour de la valeur moyenne calculée. Les classes de moins de 20 points n'apparaissent pas. Janvier 1988, orbites p.m., NOAA-10, scènes claires. Flux en  $W/m^2$ .

des résultats est à mettre en parallèle avec la difficulté de restituer les profils verticaux de la vapeur d'eau à partir des observations TOVS. L'approche statistique de N-TbFlux permet d'éviter cette étape, mais on rappelle qu'à l'heure actuelle elle n'est définie que pour des calculs sans nuages.

D'autre part, les comparaisons avec ERBE closent notre étude sur l'impact du changement de résolution spatiale entre 3IFlux-1 et 3IFlux-2. Étant donnée la faiblesse de l'erreur introduite par celui-ci, nous utilisons désormais 3IFlux-2 pour effectuer les calculs radiatifs à partir des données 3I/ TOVS.

### IX.5.3 Utilisation de NeuroFlux pour les calculs radiatifs

En plus de ces études de validation de notre méthode, nous avons envisagé le remplacement du CBL96 par NeuroFlux dans le traitement. Ainsi, les chapitres V et VI ont présenté plusieurs aspects de l'application de NeuroFlux-A pour la détermination des flux radiatifs à partir des calculs de 3I et de 3IFlux-1 : dans la section V.7, les validations des résultats au sommet de l'atmosphère et sur la verticale pour le calcul des flux en ciel supposé clair ont été exposées ; celles des flux montants et de ceux descendants pour toutes les scènes confondues ont été montrées dans la section VI.3.

NeuroFlux-B a aussi été utilisé avec 3IFlux-1. Ainsi, les différences entre les calculs de NeuroFlux-B au sommet de l'atmosphère et les observations ERBE sont tracées sur la figure IX.10 en fonction de la température de surface et du contenu total en vapeur d'eau. La figure IX.10 est peu différente de celle IX.6 où étaient présentés les résultats obtenus avec le CBL96 : la variation des écarts-type n'est pas notable et celle des biais est inférieure à  $2 W/m^2$  en général. Ceci est cohérent avec le fait que les différences entre les calculs de NeuroFlux-B,

ceux du modèle raie-par-raie 4A et ceux du CBL96 sont inférieures à  $2 \text{ W/m}^2$  en moyenne au sommet de l'atmosphère. Les différences entre NeuroFlux-B et le CBL96 apparaissent plus nettement pour des niveaux d'altitude plus basse, où celles entre 4A et le CBL96 peuvent atteindre  $6 \text{ W/m}^2$  (voir figure III.9).

À terme, nous souhaitons utiliser NeuroFlux-B à la place du CBL96 pour compléter la banque de données 3I/ TOVS. Cette banque de données de flux radiatifs pourrait être plus proche de la réalité que celle qui utiliserait le CBL96, puisque NeuroFlux-B semble mieux paramétriser les processus radiatifs que le CBL96 (voir chapitre VI). Cependant, dans la mesure où NeuroFlux est encore en développement, il nous semble prématuré d'utiliser NeuroFlux pour des calculs destinés à être archivés. Par contre, le CBL96 est intensément validé dans plusieurs centres de météorologie. Nous l'avons donc utilisé pour compléter la banque de données TOVS-Path B avec les flux radiatifs correspondants.

## IX.6 Le refroidissement radiatif aux GO et en ciel clair

Nous avons complété la banque de données TOVS-Path B en calculant, du sommet de l'atmosphère jusqu'à la surface, les flux radiatifs et les taux de refroidissement aux GO associés. Nous avons utilisé 3IFlux-2 avec le CBL96 sur toute la période d'observation opérationnelle de TOVS sur NOAA-10 : de décembre 1986 à août 1991.

Nous illustrons ici sur un exemple précis les champs d'investigation qu'ouvre ce travail. Nous avons choisi de montrer la variabilité saisonnière du refroidissement radiatif aux GO de la température et des gaz absorbants. Avant de montrer les résultats de notre étude, nous introduisons les concepts que nous utilisons en partant de celui de l'effet de serre.

### IX.6.1 De l'effet de serre au refroidissement radiatif total

- **La variable «effet de serre»**

Pour (Raval et Ramanathan, 1989), l'effet de serre est caractérisé par la variable  $g$  telle que :

$$g = \frac{\sigma\theta_s^4 - F^\uparrow(z_{top})}{\sigma\theta_s^4} \quad (\text{IX.6})$$

où  $\sigma = 5.6698.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.K^{-4}$ . D'après la loi de Stefan-Boltzmann,  $\sigma\theta_s^4$  est le flux émis à la surface lorsque l'émissivité de surface égale l'unité.

L'effet de serre est ainsi traduit sous la forme d'une émissivité de l'atmosphère vers l'espace (voir équation III.10). La variable  $g$  présente l'intérêt majeur de pouvoir être obtenue à partir de deux quantités seulement : la température de surface et l'OLR. Or, ces deux variables sont mesurées depuis la fin des années quatre-vingt avec une bonne précision sur tout le globe, à partir d'observations satellitaires et de mesures *in situ* (Reynolds, 1988 ; Barkström *et al.*, 1989). Les variations de  $g$  ont donc été étudiées sous différents aspects dans de nombreuses publications : nous en avons cité quelques unes au paragraphe IX.2.1. Ces analyses, et les polémiques qui les ont entourées (e.g. Lindzen, 1990), ont permis des avancées significatives de la recherche sur le climat.

Les limitations techniques des moyens d'observation n'ont pas encore permis d'études d'ampleur similaire sur d'autres variables du bilan d'énergie atmosphérique : par exemple l'évaporation, dont l'importance pour la régulation de la température de surface est connue

depuis longtemps, ou l'émission radiative de l'atmosphère vers la surface. L'article de (Zhang et Rossow, 1997) sur l'estimation des transports méridiens d'énergie par l'atmosphère et l'océan à partir des flux radiatifs ISCCP et d'une climatologie des flux de chaleur latente et sensible, est significatif des progrès récents.

#### • Le refroidissement radiatif total

Nous choisissons d'étudier ici le refroidissement radiatif total aux GO :

$$\begin{aligned} R^T &= F(z_{top}) - F(0) \\ &= F^\uparrow(z_{top}) - F^\uparrow(0) + F^\downarrow(0) \\ &= F^\downarrow(0) - g F^\uparrow(0) \end{aligned} \tag{IX.7}$$

$R^T$  est le bilan global d'énergie radiative d'une colonne d'atmosphère, compté positivement si le bilan est déficitaire. 3IFlux permet de calculer chacun des termes de IX.7 : Il est utile de rappeler ici la précision attendue pour chacun. La discussion de l'incertitude de l'estimation de  $F^\uparrow(z_{top})$  par 3IFlux-2 et le CBL96 a fait l'objet du paragraphe IX.5.2 de ce chapitre : nous avons montré que l'erreur de 3IFlux-2 utilisant le CBL96 est inférieure à celle de ERBE ( $12 \text{ W/m}^2$ ). D'autre part, si l'émissivité de surface égale l'unité,  $F^\uparrow(0) = \sigma\theta_s^4$ . L'incertitude sur  $F^\uparrow(0)$  est donc :  $\Delta F^\uparrow(0) = 4\sigma\theta_s^3 \Delta\theta_s$ . D'après (Chaboureaud, 1997), la température de surface est estimée par 3I avec une précision  $\Delta\theta_s \simeq 1.5 \text{ K}$ . Donc  $\Delta F^\uparrow(0) \simeq 9 \text{ W/m}^2$  pour  $\theta_s = 300 \text{ K}$ . Le troisième terme de  $R^T$  ( $F^\downarrow(0)$ ) a été validé à l'aide d'études d'incertitudes (Chérut *et al.*, 1996c). De plus, notre approche est similaire à celle de (Rossow et Zhang, 1995). À l'aide de comparaisons avec des mesures au sol, ces derniers estiment à  $15 \text{ W/m}^2$  le biais maximal en valeur absolue de l'erreur de leur estimation, et à  $15 \text{ W/m}^2$  l'écart quadratique moyen associé. Une validation qualitative de  $R^T$  provient de l'observation des variations géographiques de  $R_T$  estimé par 3IFlux-2 et le CBL96, et de leur mise en relation avec des processus atmosphériques connus. C'est l'objet du paragraphe suivant.

#### • Le refroidissement radiatif total en ciel clair

À la suite de (Coakley et Baldwin, 1984), il est usuel de dissocier dans les variations des flux radiatifs, l'effet des gaz absorbants et du profil vertical de la température, de celui des nuages. Pour cela, si  $F$  un flux radiatif net réel, on définit  $F_c$  le flux net correspondant, calculé en ciel supposé clair : l'influence des nuages sur le rayonnement n'est pas prise en compte dans le calcul de  $F_c$ .

On définit alors le terme de forçage radiatif des nuages par :

$$F_n(z) = F(z) - F_c(z) \tag{IX.8}$$

Alternativement, on a :

$$F(z) = F_c(z) + F_n(z) \tag{IX.9}$$

La décomposition IX.9 est utilisée pour étudier le forçage radiatif des nuages (Hartmann *et al.*, 1986), ainsi que l'effet de serre de l'atmosphère (Raval et Ramanathan, 1989).

Nous reprenons la décomposition IX.9 afin de n'étudier que la composante claire des flux radiatifs. Ce choix est en partie expliqué par notre plus grande confiance dans l'estimation, à partir des mesures TOVS, des flux descendants en ciel supposé clair que dans ceux prenant



en compte la nébulosité (voir section IX.4). Surtout, il se justifie dans le cadre de notre remarque au paragraphe IX.2.1 sur la nécessité d'une décomposition de plus en plus fine des mécanismes du climat et donc d'un isolement de chacun des processus. En ne prenant pas en compte l'effet des nuages, nous mettons en avant le rôle de la température et de l'eau dans sa phase vapeur, dans les processus radiatifs climatiques.

À partir des flux en ciel clair, nous calculons le refroidissement total aux GO et en ciel clair :  $R_c^T$ . Si l'émissivité de surface égale l'unité,  $R_c^T$  s'écrit (d'après II.24 et II.25) :

$$\begin{aligned}
 R_c^T = & \pi \int_{-1}^{+1} \mu \, d\mu \int_{\delta\omega} d\omega \\
 & \int_0^{z_{top}} B_\omega(\theta_{z'}) \frac{\partial T_\omega(z', z_{top}, \zeta)}{\partial z'} dz' + \int_{z_{top}}^0 B_\omega(\theta_{z'}) \frac{\partial T_\omega(z', 0, \zeta)}{\partial z'} dz' \\
 & + B_\omega(\theta_s) (T_\omega(0, z_{top}, \zeta) - 1)
 \end{aligned} \tag{IX.10}$$

$R_c^T$  est la somme de trois termes : deux d'entre eux traduisent l'émission de l'atmosphère, respectivement vers l'espace et vers la surface ; le troisième traduit l'opacité de l'atmosphère au rayonnement de la surface, pondérée par ce dernier.

### IX.6.2 Les variations du refroidissement radiatif total



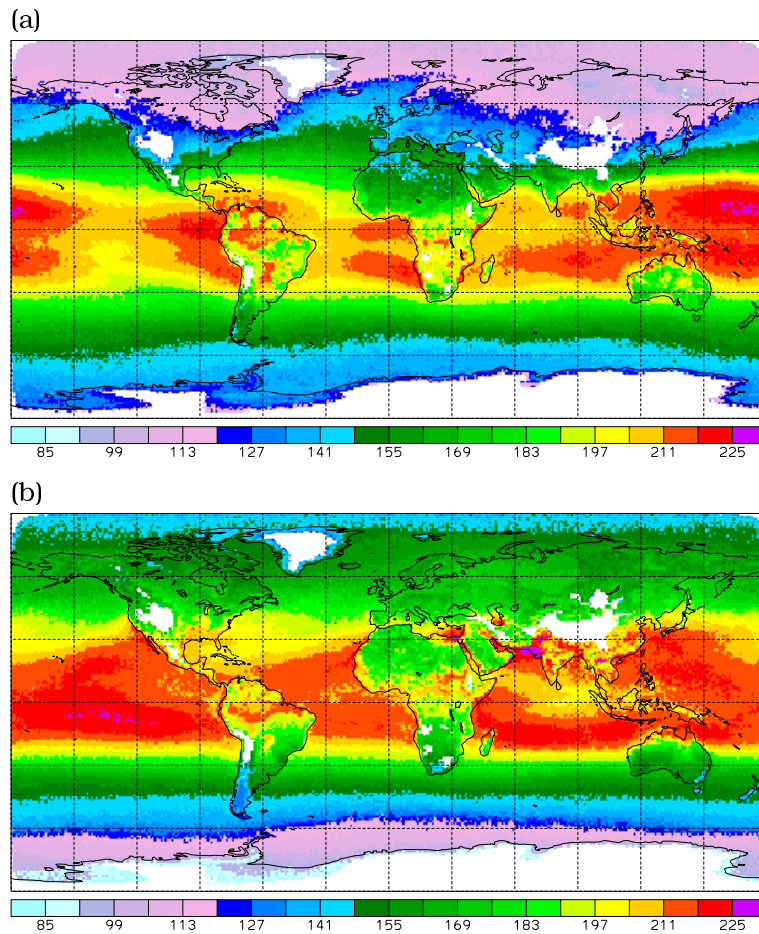


FIG. IX.11 – Le refroidissement total de l'atmosphère aux GO et en ciel clair en moyenne saisonnière (en haut : décembre-janvier-février ; en bas : juin-juillet-août). Flux en  $W/m^2$ . Données 3IFlux-2/CBL96, NOAA-10, orbites p.m.



$R_c^T$ , calculé par 3IFlux-2 et moyenné sur les mois d'hiver (décembre-janvier-février) et d'été (juin-juillet-août) boréals de la période d'observation de NOAA-10 (de décembre 1986 à août 1991), est représenté sur les cartes de la figure IX.11.

Les variations géographiques de  $R_c^T$  reproduisent quelques uns des grands traits de la circulation générale de l'atmosphère. Les maxima sont positionnés dans les régions océaniques de subsidence inter-tropicales. Au contraire, les centres de convection profonde de la Zone de Convergence Inter-Tropicale (ZCIT), ainsi que les régions terrestres subtropicales de subsidence, se distinguent par des minima locaux de  $R_c^T$ . Ces extrema suivent la migration saisonnière de la dynamique tropicale : la modification de l'activité des cellules de Hadley-Walker entre l'hiver et l'été et le déplacement de la ZCIT vers l'hémisphère d'été (Gill, 1982). Pour les latitudes plus élevées,  $R_c^T$  diminue avec l'insolation ; le cycle saisonnier est là aussi apparent.

Pour comprendre la répartition géographique des valeurs de  $R_c^T$ , il est nécessaire de relier celle de la température et de la vapeur d'eau dans l'atmosphère, et les propriétés du rayonnement.

Les branches ascendantes des cellules de la circulation tropicale sont marquées par une forte humidité sur toute la verticale. Or, l'absorption accrue par la vapeur d'eau tend à diminuer les valeurs des transmissions, et donc à piéger l'énergie. Ainsi, nous observons des minima locaux de  $R_c^T$  dans les zones de convection profonde de la ZCIT.

Les régions subtropicales de subsidence forment le côté opposé des cellules de Hadley-Walker. Compressée adiabatiquement (c'est-à-dire sans échange de chaleur) par les courants verticaux descendants, l'humidité y est plus qu'ailleurs confinée dans le bas de l'atmosphère. Avec une haute et moyenne troposphère sèche et donc optiquement transparente, la basse troposphère a la possibilité de dégager beaucoup de chaleur. Or, celle-ci est relativement humide dans les régions maritimes de subsidence, alimentées en vapeur d'eau par l'évaporation à la surface de l'océan :  $R_c^T$  augmente avec la dérivée de la transmission par rapport à l'altitude ( $\partial T_\omega / \partial z'$ ). À l'inverse, la basse troposphère est sèche dans les régions terrestres de subsidence, qui coïncident avec les déserts :  $T_\omega$  varie peu avec l'altitude et  $R_c^T$  est faible.

Les caractéristiques observées des variations de  $R_c^T$  dans les tropiques doivent être mises en relation avec les traits connus du chauffage diabatique dans l'atmosphère. En effet, on sait qu'en première approximation, un équilibre entre les phénomènes radiatifs et ceux convectifs règne dans les cellules de Hadley-Walker : le chauffage par dégagement de chaleur latente est contre-balançé par un refroidissement radiatif de subsidence (Gill, 1982). Ceci a été observé par exemple dans les analyses du CEPMMT par (Fortelius, 1995).

Au-delà des tropiques,  $R_c^T$  tend à décroître avec la latitude en même temps que le contenu intégré en vapeur d'eau et la température de surface.

Des analogies importantes existent entre les cartes de  $R_c^T$  présentées et celles de l'OLR en ciel clair, largement commentées depuis les expériences ERB et ERBE (Barkström *et al.*, 1990 ; Harrison *et al.*, 1990 ; Stephens et Greenwald, 1991). Elles vont dans le sens de l'étude de (Rodgers et Walshaw, 1966) : ces auteurs ont montré la prédominance dans un grand nombre de situations du refroidissement de l'atmosphère vers l'espace ( $\int_0^{z_{top}} B_\omega(\theta_{z'}) \frac{\partial T_\omega(z', z_{top}, \zeta)}{\partial z'} dz'$ ) sur le refroidissement vers la surface ( $\int_{z_{top}}^0 B_\omega(\theta_{z'}) \frac{\partial T_\omega(z', 0, \zeta)}{\partial z'} dz'$ ) et sur le chauffage par la surface

$(B_\omega(\theta_s) (T_\omega(0, z_{top}, \zeta) - 1))$ . Dans ce cas, on a :

$$R_c^T \sim \pi \int_{-1}^{+1} \mu d\mu \int_{\delta\omega} d\omega \int_0^{z_{top}} B_\omega(\theta_{z'}) \frac{\partial T_\omega(z', z_{top}, \zeta)}{\partial z'} dz' \quad (\text{IX.11})$$

De plus, le flux au sommet de l'atmosphère est davantage émis par l'atmosphère que par la surface (Bony, 1993). Donc, en ciel clair :

$$OLR \sim \pi \int_{-1}^{+1} \mu d\mu \int_{\delta\omega} d\omega \int_0^{z_{top}} B_\omega(\theta_{z'}) \frac{\partial T_\omega(z', z_{top}, \zeta)}{\partial z'} dz' \quad (\text{IX.12})$$

On observe donc fréquemment un comportement en phase entre  $R_c^T$  et l'OLR en ciel clair. Ceci n'est pas vrai au-dessus des déserts, car la faible quantité de vapeur d'eau induit une augmentation du rayonnement transmis de la surface au sommet : pour l'OLR,  $B_\omega(\theta_s) T_\omega(0, z_{top}, \zeta)$  est prépondérant et entraîne un maximum, alors qu'à l'inverse  $R_c^T$  est faible comme nous l'avons montré.

### IX.6.3 Les variations des taux de refroidissement verticaux

Par définition, le refroidissement radiatif total  $R^T$  quantifie la perte d'énergie de l'atmosphère dans les GO. Il résulte du refroidissement radiatif sur toute la verticale. D'après l'équation primitive I.1, il est donc relié au profil vertical des taux de refroidissement. Ceci peut s'exprimer mathématiquement, en réécrivant l'équation IX.7 avec II.31 :

$$\begin{aligned} R^T &= F(z_{top}) - F(0) \\ &= \int_0^{z_{top}} dF(z) \\ &= C_p \int_0^{z_{top}} C_r(z) \rho(z) dz \end{aligned} \quad (\text{IX.13})$$

Sous cette forme,  $R^T$  résulte d'une intégration verticale des taux de refroidissement radiatifs  $C_r$ . Le profil vertical de  $C_r$  permet donc de localiser les pertes d'énergie à l'intérieur de l'atmosphère.

Les taux de refroidissement radiatifs ont été archivés en plus des flux calculés par 3IFlux-2 et le CBL96. Ils sont définis au milieu des 19 couches du tableau III.1. Dans le souci de faciliter la présentation, nous les avons moyennés dans six couches plus épaisses. Celles-ci couvrent toute la verticale de 0 à 1013 hPa. Les pressions à leurs interfaces sont les suivantes : 120 hPa, 290 hPa, 550 hPa, 820 hPa, 950 hPa. Ce découpage est une adaptation de celui des couches de restitution de la vapeur d'eau par 3I, adaptation qui utilise les valeurs des 20 niveaux de pression des calculs radiatifs. La couche de restitution la plus basse, de 850 à 1013 hPa, a été divisée en deux à 950 hPa, afin de prendre en compte les variations de la couche limite de l'atmosphère, fortement marquée par l'influence de la surface.

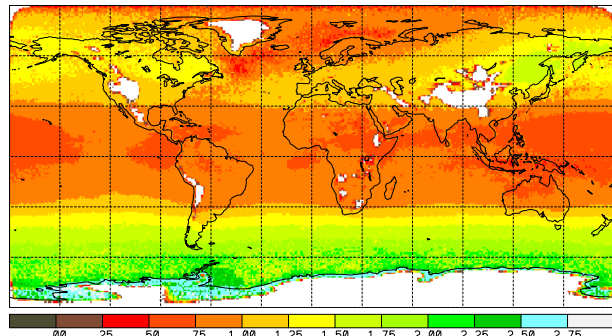
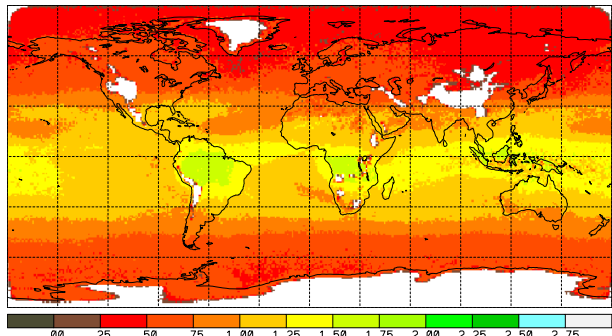
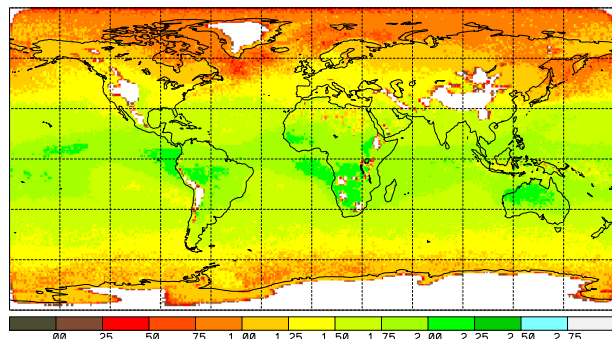
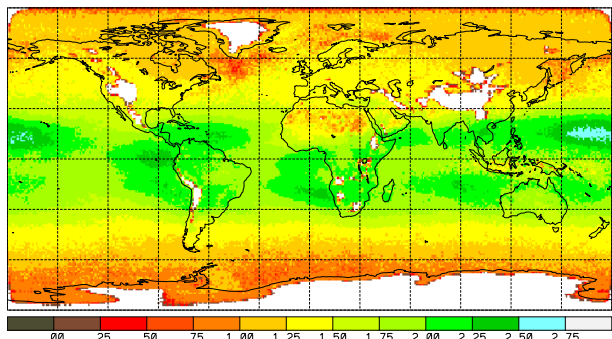
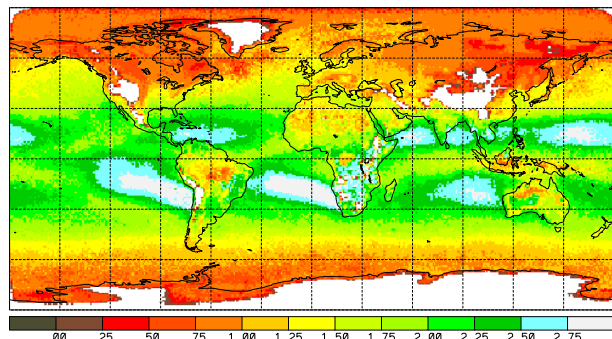
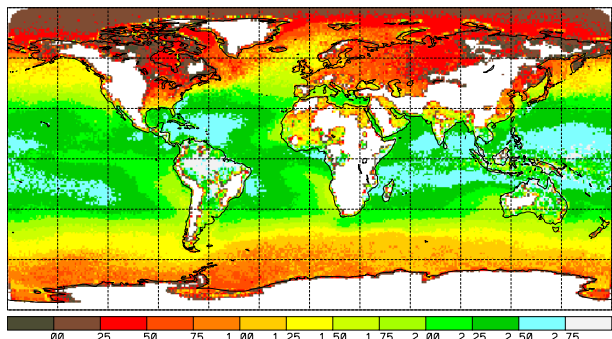
(a) 0-120  $hPa$ (b) 120-290  $hPa$ (c) 290-550  $hPa$ (d) 550-820  $hPa$ (e) 820-950  $hPa$ (f) 950-1013  $hPa$ 

FIG. IX.12 – Les taux de refroidissement radiatifs aux GO et en ciel clair en moyenne saisonnière (décembre-janvier-février). Unité :  $K/j$ . Données 3IFlux-2/CBL96, NOAA-10, orbites p.m.





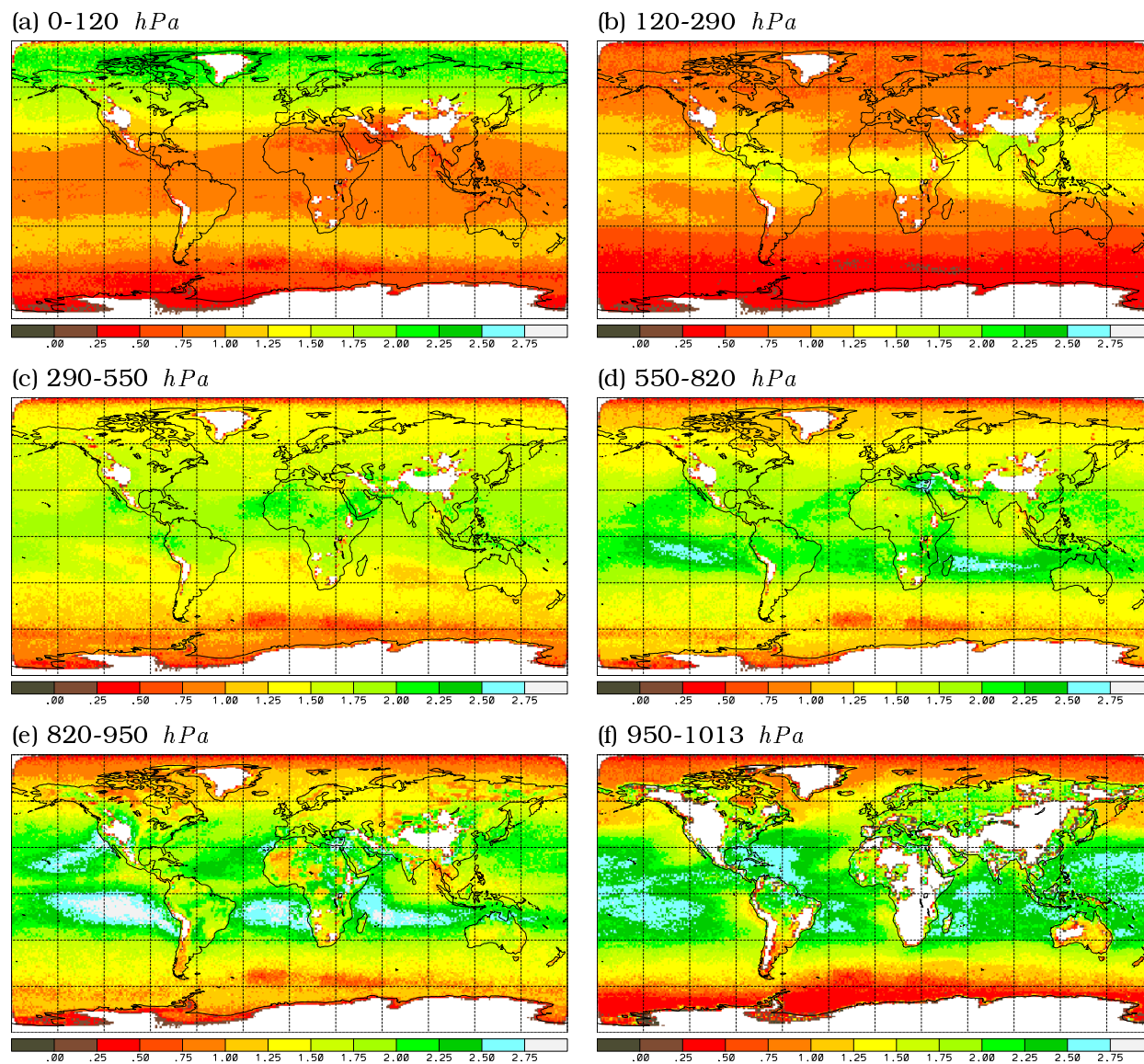


FIG. IX.13 – Comme sur la figure précédente, mais pour les mois d'été : juin-juillet-août.



Les distributions géographique et saisonnière des taux de refroidissement radiatifs calculés en ciel supposé clair,  $C_r^c$ , sont présentées sur les figures IX.12 et IX.13. On retrouve, répartis sur la verticale, les motifs de la figure IX.11.

- **Au-dessus de 100 hPa**

Dans la stratosphère, on observe une décroissance des taux de refroidissement radiatifs du pôle à l'équateur dans l'hémisphère d'été. Dans l'hémisphère d'hiver,  $C_r^c$  est maximal vers 50° de latitude et décroît à la fois vers le pôle et vers l'équateur. Cette répartition géographique est analogue à celle des températures stratosphériques, fortement liées à la fois à l'altitude et à la température de la tropopause (voir figures V.4 et V.5). En effet, la faiblesse des concentrations en gaz absorbants induit une dépendance accrue de  $C_r^c$  par rapport à la pente verticale de l'émission thermique (ou, de manière équivalente, par rapport à la pente de la température).

On notera que la carte de  $C_r^c$  au-dessus de 100 hPa représente celle d'un des deux seuls termes du chauffage (ou refroidissement) diabatique stratosphérique. Le deuxième est l'absorption des ultra-violets solaires par l'ozone : en l'absence de processus dynamiques, les autres termes de chauffage diabatique sont nuls.

- **de 100 à 300 hPa**

Cette couche est située à la fois dans la basse stratosphère et dans la haute troposphère. La variation de  $C_r^c$  y reflète la répartition de la vapeur d'eau. Les régions les plus humides sont celles convectives de la ZCIT. Leur forte humidité s'accompagne de processus d'absorption et d'émission radiatives importants. En particulier, le réservoir d'eau chaude du Pacifique Ouest et l'Océan Indien se manifestent nettement vers le mois de juillet, avec un maximum de  $C_r^c$  dans la région de la mousson indienne.

- **de 300 à 550 hPa**

Entre 300 et 550 hPa, les zones maritimes de subsidence de la circulation divergente de Hadley-Walker se manifestent comme une rupture de la répartition zonale de  $C_r^c$ , qui présente un maximum à l'équateur météorologique (la ZCIT) et des minima aux pôles. Pour une latitude fixée,  $C_r^c$  est plus faible dans ces régions sèches, et donc radiativement peu actives, que dans les autres.

- **de 550 à 820 hPa**

Entre 550 et 820 hPa, les régions de subsidence maritime induisent les maxima de  $C_r^c$ , dépassant 2 K/j. Le phénomène de subsidence compresse l'air marin humide vers la troposphère moyenne et la basse, où l'activité radiative est alors concentrée. Par contre, sur les terres, les régions de subsidence, sèches, sont moins refroidies par rayonnement infra-rouge : les déserts du Sahara, d'Arabie, d'Afrique du Sud ou de la bordure ouest du continent américain par exemple.

Les zones d'ascendance sont localisées à la ZCIT d'une part et vers 50° de latitude nord et sud d'autre part. Dans la couche considérée,  $C_r^c$  y est autour de 1.5 K/j et varie peu dans le temps.

- **de 820 à 950 hPa**

La répartition géographique de  $C_r^c$  dans cette couche est similaire à la précédente. Cepen-

dant, le contraste entre les régions d'ascendance et celles de latitudes les plus élevées est plus important.

- **de 950 à 1013 hPa**

En l'absence de mouvements dynamiques de grande ampleur, les variations spatiales de  $C_T^c$  dans cette couche sont fortement marquées par celles de la température de surface. La répartition est zonale, à l'exception notable des continents de l'hémisphère d'été et des bordures maritimes ouest des continents marquées par des remontées d'eau profonde froide.

## IX.7 Résumé

Ce chapitre expose notre travail de développement d'une chaîne de calcul pour l'estimation du profil vertical des flux radiatifs aux GO, à partir des observations du radiomètre TOVS. Cette chaîne, 3IFlux, regroupe les sorties du modèle d'inversion 3I, un code de transfert radiatif et une interface. Elle est applicable aux situations nuageuses comme aux situations claires, grâce à l'utilisation, en plus des trois algorithmes cités, de deux banques de données climatologiques : l'une pour l'altitude de la base des nuages et l'autre pour le profil vertical de l'ozone.

Nous avons développé une chaîne rapide à partir d'une chaîne pré-existante. La validation de la méthode nécessite une étude particulièrement complexe, à cause de la multiplicité des sources d'erreur possibles, et de l'énormité du nombre de données TOVS disponibles (plusieurs dizaines de millions de situations). L'incertitude sur les flux calculés a été estimée dans une étude antérieure (Chérut *et al.*, 1996c). Dans le cadre de notre travail, nous avons choisi de centrer la discussion autour de l'incertitude des flux radiatifs estimés par 3IFlux utilisant le CBL96, sur des comparaisons au sommet de l'atmosphère avec les mesures ERBE.

Ce travail a permis le complément de la banque de données TOVS-Path B avec des flux radiatifs. Actuellement, les calculs couvrent toute la période d'observation de NOAA-10 : de décembre 1986 à août 1991.

À partir de cette banque de données, nous avons analysé les variations géographique et saisonnière du refroidissement radiatif total aux GO :  $R_T^c$ . La bande de latitudes tropicales est marquée par des variations de  $R_T^c$  particulièrement importantes. Les régions de subsidence se distinguent des régions d'ascendance. Au sein même des zones de subsidence, on observe un contraste entre les points du globe situés au dessus des terres et ceux situés au dessus des mers. De plus, pour ces derniers, les régions de stratocumulus marins à l'Ouest des continents se distinguent particulièrement. Ces différents contrastes proviennent de la structure thermodynamique en trois dimensions de l'atmosphère. Ils concourent à équilibrer la température de l'atmosphère en compensant l'inégale répartition des autres termes de chauffage atmosphérique. En particulier, les cartes du refroidissement radiatif total reflètent le pseudo-équilibre radiatif-convectif. Une caractéristique importante d'une banque de données du type de celle que nous avons constituée, est sa description verticale de l'atmosphère. En effet, nous montrons en effet la possibilité sur ces données issues de l'observation, de quantifier, par couche d'atmosphère, les pertes radiatives dues conjointement aux profils de températures et à ceux des gaz absorbants.

La longueur de la période d'observations de TOVS, bientôt 20 années, permet d'envisager d'élargir notre étude du cycle saisonnier des variables radiatives, par exemple à des échelles de temps inter-annuelles.

## Chapitre X

# Conclusions et perspectives

Comme toutes les planètes du système solaire, la Terre reçoit son énergie du soleil sous forme d'ondes électro-magnétiques. L'énergie solaire absorbée par l'atmosphère et les océans est redistribuée dans l'espace par un ensemble de processus physiques et dynamiques. Le déséquilibre entre les régions où l'insolation est importante et celles où elle est plus faible crée les vents et les courants marins. Il génère ainsi la circulation générale de l'atmosphère. Moyennée sur tout le globe, la balance énergétique du système Terre-atmosphère reste proche de l'équilibre, car l'atmosphère rejette dans l'espace une quantité d'énergie équivalente à celle entrante, sous forme de rayonnement à basse température dans les grandes longueurs d'ondes (GO). L'étude du rayonnement atmosphérique aux GO est donc un élément fondamental pour notre compréhension des mécanismes qui génèrent le climat.

Le sujet de cette thèse est la simulation des processus radiatifs dans les GO. Dans ce cadre général, nous avons mis en oeuvre différents travaux. Nous les récapitulons dans ce chapitre de conclusion. Afin de hiérarchiser les enjeux scientifiques impliqués, l'ordre de présentation que nous avons choisi ici ne suit pas le plan du mémoire. En particulier, nous terminerons par NeuroFlux, dont nous estimons qu'il constitue notre contribution la plus importante.

### TIGR-3

La banque de données TIGR a été créée en 1983 dans le but de former un ensemble numériquement restreint de situations atmosphériques représentatives de celles de l'atmosphère terrestre. Un tel objectif est particulièrement difficile à atteindre étant donnée la diversité des variables qui déterminent une situation : les profils verticaux de la température, des gaz et des hydrométéores, la température de surface, . . . . Ainsi, les deux premières versions de TIGR ont-elles été constituées par échantillonnage de respectivement 6000 et 80 000 radiosondages sur des critères ne prenant en compte que les profils verticaux de température.

Notre application de TIGR-2 dans le cadre de la modélisation du transfert radiatif aux GO par réseaux de neurones artificiels, a mis en évidence la faible représentativité de cette banque de données concernant la vapeur d'eau.

Nous nous sommes attachés à améliorer les performances de la base pour les applications liées à la vapeur d'eau, tout en conservant une bonne représentativité des profils de température. Pour cela, nous avons étendu le fichier initial des 80 000 radiosondages à 450 000 situations, grâce à l'apport de la banque de données TOVS-Path B issue de la ré-analyse des

observations satellitaires TOVS. Cette extension a permis de prendre en compte des zones mal décrites par les radiosondages, comme le réservoir d'eau chaude du Pacifique Ouest : la «warm pool». De plus, nous avons amélioré l'algorithme d'échantillonnage, en développant une méthode topologique stratifiée, qui prend en compte simultanément les profils de température et ceux de vapeur d'eau.

Cette nouvelle banque de données, TIGR-3, présente une répartition des contenus en vapeur d'eau plus régulière que dans les première et deuxième versions de TIGR, ainsi qu'une meilleure représentation des régimes climatologiques. Ces caractéristiques ont permis une amélioration sensible des performances des codes qui utilisent TIGR (Chaboureau, 1997 ; Chevallier *et al.*, 1998b). TIGR-3 est mis à disposition de la communauté internationale en remplacement de TIGR-2.

## **N-TbFlux**

Les radiomètres TOVS embarqués sur les satellites opérationnels de la NOAA, fournissent des données en continu depuis 1979. Récemment, plusieurs travaux ont étendu le champ d'application des luminances TOVS à l'estimation de la structure radiative 3D de l'atmosphère dans les grandes longueurs d'ondes (e.g. Ellingson *et al.*, 1994b ; Rossow et Zhang, 1995).

Nous avons développé une méthode originale d'estimation des profils verticaux des flux radiatifs aux GO, à partir des observations de TOVS : N-TbFlux. N-TbFlux est une approche statistique qui utilise des Perceptrons MultiCouches pour relier directement les luminances claires ou éclaircies de l'instrument aux flux radiatifs. Les luminances éclaircies, c'est-à-dire décontaminées de l'effet des nuages, font partie des variables calculées lors de l'inversion des observations de TOVS. En particulier, elles sont fournies à de nombreux centres opérationnels par la NESDIS.

Les performances de N-TbFlux, que nous avons discutées, jointes à sa restriction actuelle concernant la prise en compte des nuages, orientent son champ d'application vers deux directions importantes : l'assimilation de données dans les modèles de prévision météorologique, et la validation de modèles numériques de climat. La poursuite de cette étude est prévue dans le cadre d'un travail au CEPMMT.

## **3IFlux**

3IFlux est une chaîne de traitement qui regroupe les sorties du modèle 3I d'inversion des observation TOVS, un code de transfert radiatif et une interface. Elle est applicable aux situations nuageuses comme aux situations claires, grâce à l'utilisation de deux banques de données climatologiques : l'une pour l'altitude de la base des nuages et l'autre pour le profil vertical de l'ozone.

Nous avons poursuivi le travail réalisé sur cette chaîne (Chérut *et al.*, 1996c). Pour cela, nous avons mis l'accent sur la rapidité du traitement, afin de permettre son application sur de longues périodes de temps, dans le cadre de la ré-analyse des données TOVS au LMD. Notre discussion sur la précision des calculs a été centrée sur des comparaisons entre l'un des flux calculés, en l'occurrence l'OLR, avec les observations du radiomètre ERBE.

Ce travail a permis de compléter la banque de données TOVS-Path B avec des flux radiatifs. Actuellement, les calculs archivés couvrent toute la période d'observation de NOAA-10 : de

décembre 1986 à août 1991. Le code de transfert radiatif utilisé dans le traitement est le CBL96.

Une caractéristique importante de cette base de données est sa description verticale de l'atmosphère. En effet, nous avons montré la possibilité sur ces données issues de l'observation, de quantifier, par couche d'atmosphère, les pertes radiatives dues conjointement aux profils de température et à ceux des gaz absorbants. De façon très préliminaire, nous avons relié la répartition de ce refroidissement, sur la verticale, sur l'horizontale et dans le temps, aux mécanismes de la circulation générale.

## Perspectives

La période d'observations de TOVS atteint bientôt 20 années. Cette longue série temporelle nous permet d'envisager d'élargir notre étude du cycle saisonnier des variables radiatives à des échelles de temps inter-annuelles. Pour ces calculs à venir, le remplacement du CBL96 par notre code neuronal NeuroFlux est prévu. Les gains en précision que nous pouvons en attendre ne sont probablement pas significatifs au regard des autres incertitudes liées à l'utilisation de TOVS. En revanche, NeuroFlux permettra de faciliter le traitement en réduisant sensiblement les temps de calcul.

En parallèle, nous prévoyons d'étendre les validations de 3IFlux à des observations des flux radiatifs autres que l'OLR. À cet effet, il existe plusieurs bases de données de flux radiatifs sur la verticale de l'atmosphère, même si toutes ne couvrent pas le monde entier. Cependant, elles résultent le plus souvent de modèles d'analyse assimilant différentes sources d'observations. C'est le cas des flux issus de l'expérience TOGA-COARE (*Tropical Ocean Global Atmosphere-Coupled Ocean Atmosphere Response Experiment*) par exemple (Webster et Lukas, 1992). Les observations directes des rayonnements sur la verticale de l'atmosphère ne sont disponibles que ponctuellement grâce à des radiomètres aéroportés, comme par exemple HIS (voir figure III.2). Or, le nombre d'observations de tels radiomètres en coïncidence spatio-temporelle avec les mesures de TOVS est très limité.

Par contre, les mesures du flux descendant à la surface depuis des stations au sol, rassemblées dans les banques de données GEBA (*Global Energy Balance Archive*) (Ohmura et Gilgen, 1991) et BSRN (*Baseline Surface Radiation Network*) (Heimo *et al.*, 1993) permettent l'accès à des observations couvrant plusieurs années et plusieurs centaines de sites répartis dans le monde. Nous prévoyons de les utiliser pour poursuivre la validation de 3IFlux.

## NeuroFlux

### Principe de la méthode

Depuis longtemps, la nécessité de disposer de codes de transfert radiatifs rapides pour des études de type climatique a imposé de prendre en compte la complexité du spectre des constituants atmosphériques par des approches de type statistique. Le recours à ces méthodes dégrade par ailleurs la précision des simulations climatiques. Alors que les codes de transfert radiatif utilisés aujourd'hui dans ces simulations appliquent les équations de la physique à des spectres paramétrisés, notre approche se distingue par l'application du PMC pour une paramétrisation *totale* de l'équation du transfert radiatif aux GO et en ciel clair. Notre traitement de la nébulosité repose sur l'approximation des corps gris multicouches.

## Précision de la méthode

Nous avons discuté la précision et de la rapidité de notre code, NeuroFlux. Pour cela, nous nous sommes appuyés sur trois types de validation :

- des comparaisons de code à code à partir de situations atmosphériques provenant de radiosondages ou de mesures satellitaires,
- des études de sensibilité à la variation d'une seule des variables d'entrée de NeuroFlux (comme le  $CO_2$ ),
- l'application de NeuroFlux dans le cadre d'une simulation climatique d'un MCG.

Nous avons montré que l'erreur de NeuroFlux pour le calcul des flux est caractérisée par un biais pouvant atteindre au maximum  $1 \text{ W/m}^2$  en valeur absolue. L'écart-type associé est inférieur à  $1.5 \text{ W/m}^2$  pour les flux montants et à  $3 \text{ W/m}^2$  pour les flux descendants. En ce qui concerne les taux de refroidissement, le biais ne dépasse pas  $0.2 \text{ K/j}$  et l'écart-type  $0.3 \text{ K/j}$ . Ces performances sont semblables à celles des codes actuels utilisés dans les MCG. Plus particulièrement, nous avons comparé NeuroFlux, ainsi que le code à bandes larges du CEPMMT, avec un modèle parmi les plus précis, c'est-à-dire raie-par-raie : 4A du LMD. Nous avons montré que l'utilisation de 4A lors de la phase d'apprentissage de NeuroFlux permettait une précision significativement accrue par rapport au CBL96.

De plus, les résultats d'une simulation de six mois du MCG du LMD utilisant NeuroFlux ont été comparés avec ceux d'une simulation de contrôle, utilisant le CBL91. Pour le sixième mois de la simulation, les différences entre les champs de température verticaux et à la surface sont de quelques degrés. Elles restent comparables à l'incertitude des simulations du MCG. L'installation prévue du CBL96 dans LMDz permettra de quantifier précisément la contribution de la paramétrisation neuronale aux différences mises en relief dans la présente étude.

## Rapidité de la méthode

La paramétrisation de l'équation du transfert radiatif à l'aide de la technique du PMC permet des gains en rapidité importants. Par exemple, NeuroFlux est 16.5 fois plus rapide que le code aux GO utilisé dans le MCG du CEPMMT. Par rapport à 4A, le temps de calcul est divisé par un facteur  $10^6$ .

Autant la précision d'un code de transfert radiatif définit clairement les capacités de celui-ci, autant sa rapidité n'est que relative et contingente aux conditions de son utilisation. Ainsi, il est manifeste que l'augmentation de la fréquence des appels au code dans un MCG induit l'augmentation des temps de calculs, alors que la mise à jour du matériel informatique a l'effet inverse.

Cependant, il nous semble que les progrès technologiques ne suffisent pas à eux seuls à compenser l'accroissement des besoins des centres de météorologie : la nécessité de multiplier les simulations pour améliorer l'estimation de l'incertitude des prévisions climatiques (Lorenz, 1991), l'augmentation de la résolution verticale des MCG (Simmons *et al.*, 1989), celle de la fréquence des calculs radiatifs pour une meilleure prise en compte du cycle diurne (Wilson et Mitchell, 1986), l'allongement temporel des simulations climatiques, en particulier celles couplées avec un Modèle de Circulation Générale de l'Océan (Grenier, 1997).



Dans ce contexte, notre approche présente un intérêt certain. L'avantage pourrait être décisif s'il se confirme, par comparaison avec des observations par exemple, que l'utilisation d'un code raie-par-raie lors de la phase d'apprentissage conduit à une amélioration de la modélisation des processus radiatifs par rapport aux techniques classiques.

## **Perspectives**

L'intérêt suscité par ce travail a permis de décider sa poursuite pour des applications variées : le cadre du retraitement des données TOVS au LMD, celui du modèle de climat du LMD, ainsi que celui du modèle de prévision du CEPMMT.

Nous comptons l'orienter vers deux directions principales : l'affinement des validations de NeuroFlux, et le développement des garanties sur le comportement de notre modèle. Le premier point est une nécessité pour documenter et comprendre les performances et les faiblesses de NeuroFlux, le cas échéant l'améliorer. Le deuxième point n'est pas lié à une défaillance constatée de NeuroFlux, mais aux principes de notre méthode : parce que, plus encore que dans les codes actuels de transfert radiatif paramétrisés, nous avons recours à une approche statistique, il nous semble important de mettre l'accent sur la robustesse de NeuroFlux. Ainsi, nous avons montré qu'une normalisation adéquate des données en entrée du code permet de maintenir les flux calculés dans des bornes réalistes, quand bien même le MCG produit des profils thermodynamiques qui ne le sont pas. À présent, nous envisageons de prendre en compte les dérivées premières des flux radiatifs dans la fonction coût utilisée pendant les phases d'apprentissages, afin d'augmenter la contrainte sur les réseaux vers une acquisition de tendances correctes.



# Liste des acronymes

|               |  |
|---------------|--|
| <b>3I</b>     | Improved Initialization Inversion  |
| <b>3IFlux</b> | Chaîne de traitement pour le calcul des Flux radiatifs à partir des sorties de la méthode d'inversion 3I |
| <b>3R</b>     | Rapid Radiance Recognition   |
| <b>4A</b>     | Automatized Atmospheric Absorption Atlas   |
| <b>AER</b>    | Atmospheric Environmental Research   |
| <b>ACP</b>    | Analyse en Composantes Principales   |
| <b>AFGL</b>   | Air Force Geophysics Laboratory  |
| <b>AIRS</b>   | Advanced Infrared Radiometric Sounder  |
| <b>ATN</b>    | Advanced TIROS-N   |
| <b>AVHRR</b>  | Advanced Very High Resolution Radiometer   |
| <b>BSRN</b>   | Baseline Surface Radiation Network   |
| <b>CBE</b>    | Code à Bandes Étroites du CEPMMT   |
| <b>CBL91</b>  | Code à Bandes Larges du CEPMMT, version 1991   |
| <b>CBL96</b>  | Code à Bandes Larges du CEPMMT, version 1996   |
| <b>CEPMMT</b> | Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme (en anglais, ECMWF)                    |
| <b>CERES</b>  | Clouds and the Earth's Radiant Energy System   |
| <b>DAO</b>    | Data Assimilation Office   |
| <b>ERB</b>    | Earth Radiation Budget   |
| <b>ERBE</b>   | Earth Radiation Budget Experiment  |
| <b>ERBS</b>   | Earth Radiation Budget Satellite   |
| <b>GEBA</b>   | Global Energy Balance Archive  |
| <b>GEISA</b>  | Gestion et Étude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques  |
| <b>GISS</b>   | Goddard Institute for Space Studies  |
| <b>GFDL</b>   | Geophysical Fluid Dynamics Laboratory  |
| <b>GO</b>     | Grandes Longueurs d'Ondes (en anglais, LW)   |
| <b>HIRS</b>   | High resolution Infrared Radiation Sounder   |
| <b>HIS</b>    | High-resolution Interferometer Sounder   |
| <b>HITRAN</b> | High resolution TRANsmission molecular absorption database   |
| <b>IASI</b>   | Improved Atmospheric Sounder Interferometer  |
| <b>ICRCCM</b> | Intercomparison of Radiation Codes used in Climate Models  |
| <b>IPCC</b>   | Intergovernmental Panel on Climate Change  |
| <b>ISCCP</b>  | International Satellite Cloud Climatology Project  |
| <b>LMD</b>    | Laboratoire de Météorologie Dynamique  |
| <b>MCG</b>    | Modèle de Circulation Générale de l'Atmosphère   |
| <b>MRIR</b>   | Medium-Resolution Infrared Radiometer  |
| <b>MSU</b>    | Microwave Sounding Unit  |

|                   |   |
|-------------------|---|
| <b>N-TbFlux</b>   | Méthode de calcul des Flux radiatifs<br>à partir des Températures de Brillance de TOVS,<br>fondée sur les réseaux de Neurones artificiels |
| <b>NASA</b>       | National Aeronautic and Space Agency  |
| <b>NCAR</b>       | National Center for Atmospheric Research  |
| <b>NCEP</b>       | National Center for Environmental Prediction  |
| <b>NESDIS</b>     | National Environmental Satellite Data and Information service   |
| <b>NeuroFlux</b>  | Méthode de calcul des Flux radiatifs<br>à partir de variables géophysiques,<br>fondée sur les réseaux de Neurones artificiels             |
| <b>NOAA</b>       | National Oceanic and Atmospheric Administration   |
| <b>OC</b>         | longueurs d'Ondes Courtes (en anglais, SW)  |
| <b>OLR</b>        | Outgoing Longwave Radiation   |
| <b>PCMDI</b>      | Program for Climate Model Diagnosis and Intercomparison   |
| <b>PMC</b>        | Perceptron MultiCouche (en anglais, MLP)  |
| <b>PMR</b>        | Pressure Modulated Radiometer   |
| <b>SAGE</b>       | Stratospheric Aerosol and Gas Experiment  |
| <b>SBUV</b>       | Solar Backscatter UltraViolet   |
| <b>SCAMS</b>      | SCanning Microwave Spectrometer   |
| <b>SCARAB</b>     | SCanner for RAdiative Budget  |
| <b>SMS</b>        | Scanning Microwave Spectrometer   |
| <b>SSU</b>        | Stratospheric Sounding Unit   |
| <b>SSM/I</b>      | Special Sensor Microwave/Imager   |
| <b>TIGR</b>       | Thermodynamic Initial Guess Retrieval   |
| <b>TIROS</b>      | Television InfraRed Operational Satellite   |
| <b>TOGA-COARE</b> | Tropical Ocean Global Atmosphere<br>Coupled Ocean Atmosphere Response Experiment  |
| <b>TOMS</b>       | Total Ozone Mapping Spectrometer  |
| <b>TOVS</b>       | TIROS-N Operational Vertical Sounder  |
| <b>UPC</b>        | Unité du Processeur Central (en anglais, CPU)   |
| <b>VAS</b>        | VISSR Atmospheric Sounder   |
| <b>VISSR</b>      | Visible and Infrared Spin-Scan Radiometer   |
| <b>VHRR</b>       | Very High Resolution Radiometer   |
| <b>WOUDC</b>      | World Ozone and Ultraviolet radiation Data Centre   |
| <b>ZCIT</b>       | Zone de Convergence Inter-Tropicale (en anglais, ITCZ)  |

# Références bibliographiques

- Abramowitz, M. et Stegun, I. A. (1964). *Handbook of mathematical functions*. National Bureau of Standards applied mathematics series ; 55, Wash., D.C.
- Achard, V. (1991). *Trois problèmes clés de l'analyse 3D de la structure thermodynamique de l'atmosphère par satellite : mesure du contenu en ozone ; classification des masses d'air ; modélisation « hyper » rapide du transfert radiatif*. Thèse de doctorat, Université Paris 6.
- Aires, F., Scott, N. A., Armante, R., Chédin, A., et Schmitt, M. (1998). A regularised neural net approach to the surface and the atmospheric temperature retrieval with the high resolution interferometer IASI. soumis au J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.
- Anderson, P. W. (1949). Pressure broadening in the microwave and infra-red regions. *Phys. Rev.*, 76:146.
- Andersson, E., Hollingsworth, A., Kelly, G. A., Lönnberg, P., Pailleux, J., et Zhang, Z. (1991). Global observing system experiments on operational statistical retrievals of satellite sounding data. *Mon. Wea. Rev.*, 119:1851–1864.
- Andersson, E., Pailleux, J., Thépaut, J.-N., Eyre, J. R., McNally, A. P., Kelly, G. A., et Courtier, P. (1994). Use of cloud-cleared radiances in three/four-dimensional variational data assimilation. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 120:627–653.
- Andrew, D. G., Holton, J. R., et Leovy, C. B. (1987). *Middle atmosphere dynamics*. Academic Press.
- Arakawa, A. et Lamb, V. R. (1977). Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. In Chang, J., editor, *Methods in Computational Physics*. Academic Press.
- Avis, L. M., Green, R. N., Suttles, J. T., et Gupta, S. K. (1994). A robust pseudo-inverse spectral filter applied to the Earth Radiation Budget Experiment (ERBE) scanning channels. Technical memorandum 85781, NASA.
- Baer, F., Arsky, N., et Elligson, R. G. (1996). Intercomparison of heating rates generated by global climate model longwave radiations codes. *J. Geophys. Res.*, 101(D21):26589–26603.
- Banwell, C. N. (1966). *Fundamentals of molecular spectroscopy*. McGraw-Hill Publishing Company Ltd.
- Baran, A., Foot, J., Mitchell, D., et Brown, S. (1996). Retrieval of tropical cirrus thermal optical depth, size and shape using a multiview instrument at 3.7  $\mu\text{m}$  and 11  $\mu\text{m}$ . Soumis au Q. J. Roy. Met. Soc.

- Barkström, B. R. (1984). The Earth Radiation Budget Experiment (ERBE). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 65:1170–1185.
- Barkström, B. R., Harrison, E. F., et Lee, R. B. (1990). Earth Radiation Budget Experiment : preliminary seasonal results. *EOS Trans. AGU*, 71:297–312.
- Barkström, B. R., Harrison, E. F., Smith, G., Green, R., Kibler, J., Cess, R., et the ERBE Science Team (1986). The Earth Radiation Budget Experiment (ERBE) : science and implementation. *J. Geophys. Res.*, 24:379–390.
- Barkström, B. R., Harrison, E. F., Smith, G., Green, R., Kibler, J., Cess, R., et the ERBE Science Team (1989). Earth Radiation Budget Experiment (ERBE) archival and April 1985 results. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 70:1254–1262.
- Bartholomew, M., Kahle, A., et Hoover, G. (1989). Infrared spectroscopy (2.3 - 20  $\mu\text{m}$ ) for the geological interpretation of remotely-sensed multispectral thermal infrared data. *Int. J. Remote Sensing*, 10(3):529–544.
- Bates, J. J., Wu, X., et Jackson, D. L. (1996). Interannual variability of upper troposphere water vapor band brightness temperature. *J. Climate*, 9:427–438.
- Battisti, D. S. et Bitz, C. M. (1997). Do general circulation models underestimate the natural variability in the Arctic climate? *J. Climate*, 10:1909–1920.
- Bauer, P. et Schuessel, P. (1993). Rainfall, total water, ice water and water vapour over sea polarized microwave simulations and Special Sensor Microwave/Image data. *J. Geophys. Res.*, 98(D11):20737–20759.
- Beurle, R. L. (1956). Properties of a mass of cells capable of regenerating pulses. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, B240:55–94.
- Bishop, C. (1996). *Neural networks for pattern recognition*. Clarendon Press - Oxford.
- Boer, G. J., Arpe, K., Blackburn, M., Déqué, M., Gates, W. L., Hart, T. L., Le Treut, H., Roachner, E., Sheinin, D. A., Simmonds, I., Smith, R. N., Tokioka, T., Wetherald, R. T., et Williamson, D. (1992). Some results from an intercomparison of the climates simulated by 14 atmospheric general circulation models. *J. Geophys. Res.*, 97(D12):12771–12786.
- Boers, R. et Prata, J. (1996). Thermodynamic structure of the maritime troposphere around the Australian continent. *Int. J. Climate*, 16:1–18.
- Bojkov, R. D. et Fioletov, V. E. (1995). Estimating the global ozone characteristics during the last 30 years. *J. Geophys. Res.*, 100(D8):16537–16551.
- Bony, S. (1993). *Analyse de l'impact des nuages et de la vapeur d'eau sur le cycle saisonnier du bilan radiatif terrestre ; implications pour la sensibilité climatique*. Thèse de doctorat, Université Paris 6.
- Bony, S., Lau, K. M., et Sud, Y. (1997a). Sea surface temperature and large-scale circulation influences on tropical greenhouse effect and cloud radiative forcing. *J. Climate*, 10:2055–2077.
- Bony, S., Sud, Y., Lau, K. M., Susskind, J., et Saha, S. (1997b). Comparison and satellite assessment of NASA/DAO and NCEP-NCAR reanalyses over tropical ocean: atmospheric hydrology and radiation. *J. Climate*, 10:1441–1462.

- Bréon, F.-M. (1989). *Étude de la structure de l'atmosphère à des fins météorologiques à partir du sondage satellitaire. Application à des cas spécifiques et au calcul des flux radiatifs infra-rouges*. Thèse de doctorat, Université Paris 6.
- Brimblecombe, P. (1996). *Air composition and chemistry*. Cambridge University Press, 2<sup>e</sup> édition.
- Burch, D. E., Howard, J. N., et Williams, D. (1956). Infrared transmissions of synthetic atmospheres. V. absorption laws for overlapping bands. *J. Opt. Soc.*, 46:452.
- Cabrera-Mercader, C. R. et Staelin, D. H. (1995). Passive microwave relative humidity retrievals using feedforward neural networks. *IEEE Trans. Scien. Rem. sens.*, 33(6):1324–1326.
- Carew, T., Hawkins, R., Abrams, T., et Kandel, E. (1984). A test of Hebb's postulate at identified synapses which mediate classical conditioning in *aplysia*. *J. Neurosci.*, 4:1217–1224.
- Cauchy, A. (1847). Méthode générale pour la résolution des systèmes d'équations simultanées. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 25(16):536–538.
- Cess, R. D., Zhang, M. H., Potter, G. L., Barker, H. W., Colman, R. A., Dazlich, D. A., Del Genio, A. D., Esch, M., Fraser, J. R. and Galin, V., Gates, W. L., Hack, J. J., Ingram, W. J., Kiehl, J. T., Lacis, A. A., Le Treut, H., Li, Z. X., Liang, X. Z., Mahfouf, J. F., McAvaney, B. J., Meleshko, V. P., Morcrette, J.-J., Randall, D. A., Roackner, E., Royer, J. F., Sokolov, A. P., Sporyshev, P. V., Taylor, K. E., Wang, W. C., et Watherald, T. T. (1993). Uncertainties in carbone dioxide radiative forcing in atmospheric general circulation models. *Science*, 262:1252–1255.
- Chaboureau, J.-P. (1997). *Climatologie de la vapeur d'eau atmosphérique à l'échelle globale à l'aide de sondeurs satellitaires*. Thèse de doctorat, École Polytechnique.
- Chaboureau, J.-P., Chédin, A., et Scott, N. A. (1998). Remote sensing of the vertical distribution of atmospheric water vapor from the TOVS observations. Method and validation. *J. Geophys. Res.*, 103:8743–8752.
- Chandrasekhar (1960). *Radiative transfer*. Dover Publications, Inc., New York.
- Changeux, J.-P. (1983). *L'homme neuronal*. Hachette, Paris.
- Charnock, H. (1981). Air-sea interaction. In Warren, B. A. et Wunsch, C., editors, *Evolution of physical oceanography*, Cambridge, MA. MIT Press.
- Chédin, A. et Scott, N. A. (1984). Improved Initialization Inversion procedure ("3I"). In Menzel, P., editor, *Proceedings of the first TOVS study conference. Igls, Austria*, pages 14–79. Cooperative Institute for Meteorological Satellite Studies.
- Chédin, A., Scott, N. A., Wahiche, C., et Moulinier, P. (1985). The Improved Initialization Inversion method: a high resolution physical method for temperature retrievals from the TIROS-N series. *J. Climate Appl. Meteor.*, 24:124–143.
- Chérut, F. (1990). *Variations diurnes du flux ondes longues sortant déterminés par observation satellitaire*. Thèse de doctorat, Université Paris 7.
- Chérut, F., Chevallier, F., Morcrette, J.-J., Scott, N. A., et Chédin, A. (1996a). Une méthode utilisant les techniques neuronales pour le calcul rapide de la distribution verticale du bilan radiatif thermique terrestre. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 322:665–672.

- Chérut, F., Chevallier, F., Scott, N. A., et Chédin, A. (1996b). A new generation of radiative transfer models for climate studies based on neural networks. In *Proceedings of the Int. Geoscience and Remote Sensing Symposium, Firenze, Italy*.
- Chérut, F., Chevallier, F., Scott, N. A., et Chédin, A. (1996c). Use of the vertical sounding in the infrared for the retrieval and the analysis of the longwave radiative budget. In *Proceedings of the Int. Rad. Symposium, Fairbanks, Alaska*.
- Chérut, F., Kandel, R. S., et Duvel, J. P. (1992a). Outgoing longwave radiation and its diurnal variation from combined ERBE and METEOSAT observations. 1. estimating OLR from METEOSAT data. *J. Geophys. Res.*, 96(D12):22611–22622.
- Chérut, F., Kandel, R. S., et Duvel, J. P. (1992b). Outgoing longwave radiation and its diurnal variation from combined ERBE and METEOSAT observations. 2. using METEOSAT data to determine the longwave diurnal cycle. *J. Geophys. Res.*, 96(D12):22623–22630.
- Chérut, F., Scott, N. A., Armante, R., Tournier, B., et Chédin, A. (1995). Contribution to the development of radiative transfer models for high spectral resolution observations in the infrared. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 53(6):597–612.
- Chevallier, F. (1994). La modélisation du transfert radiatif à des fins climatiques : une nouvelle approche basée sur des réseaux de neurones. Rapport de stage de DEA, Université Paris 7.
- Chevallier, F., Chérut, F., Li, Z. X., et Scott, N. A. (1998a). A fast and accurate neural network-based computation of longwave radiative budget application in a GCM. In *Proceedings of the Am. Meteor. Soc. Conference, Paris, France*.
- Chevallier, F., Chérut, F., Scott, N. A., et Chédin, A. (1996). A neural network approach for a fast and accurate computation of longwave radiative budget. In *Proceedings of the Int. Rad. Symposium, Fairbanks, Alaska*.
- Chevallier, F., Chérut, F., Scott, N. A., et Chédin, A. (1997). A fast and accurate neural network-based computation of longwave radiative budget in clear and in cloudy situations. In *Proceedings of the Int. TOVS Study Conference, Igls, Austria*.
- Chevallier, F., Chérut, F., Scott, N. A., et Chédin, A. (1998b). A neural network approach for a fast and accurate computation of longwave radiative budget. accepté pour publication au J. Appl. Meteor.
- Claud, C., Scott, N. A., et Chédin, A. (1998). Seasonal, interannual and zonal temperature variability of the tropical stratosphere based on TOVS satellite data: 1987-1991. accepté pour publication au J. Climate.
- Clough, S. A. et Iacono, M. J. (1995). Line-by-line calculations of atmospheric fluxes and cooling rates. 2. application to carbon dioxide, ozone, methane, nitrous oxide and halo-carbons. *J. Geophys. Res.*, 100(D8):16519–16535.
- Clough, S. A., Iacono, M. J., et Moncet, J.-L. (1992). Line-by-line calculations of atmospheric fluxes and cooling rates: application to water vapor. *J. Geophys. Res.*, 97(D14):15761–15785.



- Clough, S. A., Kneizys, F. X., et Davies, R. (1989). Line shape and the water vapor continuum. *Atmos. Res.*, 23:229–241.
- Clough, S. A., Kneizys, F. X., Davies, R., Gamache, R., et Tipping, R. (1980). Theoretical line shape for  $H_2O$  vapor: application to the continuum. In Deepak, A., Wilkerson, T. D., et Rhunke, L. H., editors, *Atmospheric water vapor*, pages 25–362. Academic Press, New York.
- Coakley, J. A. et Baldwin, D. G. (1984). Towards the objective analysis of clouds from imagery data. *J. Climate Appl. Meteor.*, 23:1065–1099.
- Cochran, W. (1977). *Sampling techniques*. John Wiley & Sons, third edition.
- Collins, W. D. et Inamdar, A. K. (1995). Validation of clear-sky fluxes for tropical oceans from the Earth Radiation Budget Experiment. *J. Clim.*, 8:569–578.
- Cybenko, G. (1989). Continuous value neural networks with two hidden layers are sufficient. *Math. Control Signals and Systems*, 2:303–314.
- Darnell, W. L., Gupta, S. K., et Frank Staylor, W. (1983). Downward longwave radiation at the surface from satellite measurements. *J. Climate Appl. Meteor.*, 22:1956–1960.
- Dopplack, T. G. (1972). Radiative heating of the global atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 29:1278–1294.
- Doutriaux-Boucher, M. (1997). *La couverture nuageuse globale : comparaison d'observations, validation de modèles de circulation générale et simulation de nouvelles technologies d'observations*. Thèse de doctorat, Université Paris 6.
- Ducoudré, N. I., Laval, K., et Perrier, A. (1993). SECHIBA, a new set of parameterizations of the hydrologic exchanges at the land-atmosphere interface within the LMD atmospheric general circulation model. *J. Clim.*, 6:248–273.
- Edwards, J. et Slingo, A. (1996). Studies with a flexible new radiation code. I: choosing a configuration for a large-scale model. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 122(531):689–720.
- Ellingson, R. G. (1972). *A new longwave radiative transfer model: calibration and application to the tropical atmosphere*. PhD thesis, Dept. of Meteorology, Florida State Univ.
- Ellingson, R. G. et Ellis, J. (1991). The Intercomparison of Radiation Codes used in Climate Models: long wave results. *J. Geophys. Res.*, 96(D5):8929–8953.
- Ellingson, R. G. et Ferraro, R. R. (1983). An examination of a technique for estimating the longwave radiation budget from satellite radiance observations. *J. Climate*, 22:1416–1423.
- Ellingson, R. G. et Gille, J. C. (1978). An infrared radiative transfer model. part 1: model description and comparison of observations with calculations. *J. Atmos. Sci.*, 35:523–545.
- Ellingson, R. G., Lee, H.-T., et Yanuk, D. (1994a). Validation for technique for estimating outgoing longwave radiation from HIRS radiance observations. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 11:358–365.
- Ellingson, R. G., Yanuk, D., Gruber, A., et Miller, A. J. (1994b). Development and application of remote sensing of longwave cooling from the NOAA polar orbiting satellites. *Photogrammetric Engineering and Remote Sensing*, 60(3):307–316.

- Ellingson, R. G., Yanuk, D., Lee, H., et Gruber, A. (1989). A technique for estimating outgoing longwave radiation from HIRS radiance observations. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 6:706–711.
- Elsasser, W. M. (1942). *Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere*. Number 6 in Harvard Met. Studies. Harvard Univ., Milton, Ma.
- Escobar-Munoz, J. (1993). *Base de données pour la restitution de paramètres atmosphériques à l'échelle globale; Étude de l'inversion par réseaux de neurones des données des sondeurs verticaux atmosphériques satellitaires présents et à venir*. Thèse de doctorat, Université Paris 7.
- Escobar-Munoz, J., Chédin, A., Chérut, F., et Scott, N. A. (1993). Réseaux de neurones multicouches pour la restitution de variables thermodynamiques atmosphériques à l'aide de sondeurs verticaux satellitaires. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 317(2):911–918.
- Farman, J. C., Gardiner, B. G., et Shanklin, J. D. (1985). Large losses of ozone in Antarctica reveal seasonal  $ClO_x/NO_x$  interaction. *Nature*, 315:207–210.
- Fels, S. B., Kiehl, J. T., Lacis, A. A., et Schwarzkopf, M. D. (1991). Infrared cooling rate calculations in operational general circulation models: comparisons with benchmark computations. *J. Geophys. Res.*, 96(D5):9105–9120.
- Flobert, J.-F. (1988). *Analyse tridimensionnelle de la structure de l'atmosphère par sondage vertical satellitaire. Intérêt pour la prévision du temps*. Thèse de doctorat, Université Paris 6.
- Flobert, J.-F., Andersson, E., Chédin, A., Hollingsworth, A., Kelly, G., Pailleux, J., et Scott, N. A. (1991). Global data assimilation and forecast experiments using the Improved Initialization Inversion method for satellite soundings. *Mon. Wea. Rev.*, 119(8):1881–1914.
- Flobert, J.-F., Scott, N. A., et Chédin, A. (1986). A fast model for TOVS radiances computation. In *Proceedings of the 6th conference on atmospheric radiation*. Williamsburg, USA, pages 186–189.
- Fortelius, C. (1995). Inferring the diabating heat and moisture forcing of the atmosphere from assimilated data. *J. Climate*, 8:224–239.
- Fouquart, Y. (1988). Radiative transfer in climate models. In Schlesinger, editor, *Physically-based modelling and simulation of climate and climatic change*, pages 223–283. Kluwer Academic Publishers.
- Fouquart, Y. et Bonnel, B. (1991). Intercomparing shortwave codes for climate studies. *J. Geophys. Res.*, 96(D5):8955–8968.
- Francis, J. A. (1997). A method to derive downwelling longwave fluxes at the Arctic surface from TIROS operational vertical sounder data. *J. Geophys. Res.*, 102(D2):1795–1806.
- Frey, R. A. et Ackermann (1996). Climate parameters from satellite spectral measurements. part I: Collocated AVHRR and HIRS/2 observations of spectral greenhouse parameters. *J. Climate*, 9(2):327–344.

- Friedman, J. H. (1994). An overview of predictive learning and function approximation. In Cherkassy, V., Friedman, J., et Wechsler, H., editors, *From Statistics to Neural Networks. Theory and Pattern Recognition Applications*, pages 1–61. NATO Advance Study Institute, Springer Verlag.
- Frouin, R., Gautier, C., et Morcrette, J.-J. (1988). Downward longwave irradiance at the ocean surface from satellite data : Methodology and in situ validation. *J. Geophys. Res.*, 93:597–619.
- Gautier, C., Diak, G., et Masse, S. (1980). A simple physical model to estimate incident solar radiation at the surface from GOES satellite data. *J. Appl. Meteor.*, 19:1005–1012.
- Gautier, D., Bezard, B., Marten, A., Baluteau, J. P., Scott, N. A., Chédin, A., Kunde, V., et Hanel, R. (1981). The C/H ratio in Jupiter from the Voyager infrared investigations. *Astrophys. J.*, 257:901–912.
- Geleyn, J. F. (1981). Some diagnostics of the cloud radiation interaction on ECMWF forecasting model. In *Workshop on radiation and cloud - Radiation interaction in numerical modelling*, pages 135–162, Reading, U.K. ECMWF.
- Geleyn, J. F. et Hollingsworth, A. (1979). An economical and analytical method for the computation of the interaction between scattering and line absorption of radiation. *Beitr. Phys. Atmosph.*, 52:1–16.
- Geman, S., Bienenstock, E., et Doursat, R. (1992). Neural networks and the bias/variance dilemma. *Neural Comp.*, 4:1–58.
- Gibson, J. K., Källberg, P., Uppala, S., Hernandez, A., Nomura, A., et Serrano, E. (1997). ECMWF re-analysis. 1. ERA description. Project report series, ECMWF.
- Gill, A. E. (1982). *Atmosphere-Ocean dynamics*. Academic Press.
- Gill, P. E., Murray, W., et Wright, M. H. (1981). *Practical optimization*. Academic Press, London.
- Giorgietta, M. A. et Morcrette, J.-J. (1995). Voigt line approximation in the ECMWF radiation scheme. *Mon. Wea. Rev.*, 123:3381–3383.
- Glorennec, P. (1992). Algorithmes d'apprentissages pour les réseaux neuro-flous. rapport technique, INSA.
- Godson, W. L. (1953). The evaluation of infra-red radiative fluxes due to atmospheric water vapour. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 78:638.
- Goldberg, M. et Fleming (1995). An algorithm to generate deep layer temperature from microwave satellite observations for the purpose of monitoring climate change. *J. Climate*, 8(993-1004).
- Goldman, A. et Kyle, T. G. (1968). A comparison between statistical model and line by line calculation with application to the 9.6  $\mu$  ozone and the 2.7  $\mu$  water vapor bands. *Appl. Opt.*, 7:1167–1177.
- Goody, R. M. (1952). A statistical model for water-vapour absorption. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 78:165–169.

- Goody, R. M. et Yung, Y. L. (1989). *Atmospheric radiation. Theoretical basis*. Oxford University Press, Oxford.
- Green, R. N. et Avis, L. M. (1996). Validation of ERBS scanner radiances. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 13(4):851–862.
- Grenier, H. (1997). *Les interactions air-mer dans le système climatique: Étude à l'aide d'un modèle couplé tridimensionnel océan-atmosphère-glace marine*. Thèse de doctorat, Université Catholique de Louvain.
- Grossberg, S. (1976). Adaptive pattern classification and universal recoding, I. parallel development and coding of neural feature detectors. *Biol. Cybern.*, 23:121–134.
- Gruber, A. et Krueger, A. F. (1984). The status of the NOAA outgoing longwave dataset. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 65(9):958–962.
- Gruber, A. et Winston, J. S. (1978). Earth atmosphere radiative heating based on NOAA scanning radiometer measurements. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 59:1570–1573.
- Gube, M. (1982). Radiation budget parameters at the top of the Earth's atmosphere derived from METEOSAT data. *J. Appl. Meteorol.*, 21:1907–1921.
- Gupta, S. K. (1989). A parametrization for longwave surface radiation from sun-synchronous satellite data. *J. Climate*, 2:305–320.
- Gupta, S. K., Wilber, A. C., Darnell, W. L., et Suttles, J. T. (1992). Longwave surface radiation over the globe from satellite data: an error analysis. *Int. J. Remote Sens.*, 14:95–114.
- Hájek, J. (1981). *Sampling from a finite population*. Marcel Dekker.
- Hansen, J., Sato, M., et Ruedy, R. (1997). Radiative forcing and climate response. *J. Geophys. Res.*, 102(D6):6831–6864.
- Hantel, M. et Baader, H. (1978). Diabatic heating climatology of the zonal atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 35:1180–1189.
- Harrison, E. F., Minnis, P., Barkström, B. R., Ramanathan, V., Cess, R. D., et Gibson, G. G. (1990). Seasonal variation of cloud radiative forcing derived from the Earth Radiation Budget Experiment. *J. Geophys. Res.*, 95:18687–18703.
- Harshvardhan, D., Randall, A., et Corsetti, T. (1987). A fast radiation parameterization for atmospheric circulation models. *J. Geophys. Res.*, 92(D1):1009–1016.
- Hartmann, D. L., Ramanathan, V., Berroir, A., et Hunt, G. E. (1986). Earth radiation budget data and climate research. *J. Geophys. Res.*, 91(2):439–468.
- Hebb, D. O. (1949). *The organization of behaviour: a neuropsychological theory*. Wiley.
- Heimo, A., Vernez, A., et Wasserfallen, P. (1993). Baseline Surface Radiation Network (BSRN). concept and implementation of a BSRN station. Technical Report WMO/TD 579, WCRP/WMO, Genève.
- Heney, L. et Greenstein, J. (1941). Diffuse radiation in the galaxy. *Astrophys. J.*, 93:70.
- Hertz, J., Krogh, A., et Palmer, R. (1991). *Introduction to the theory of neural computation*. Addison-Wesley Publishing Company.

- Hervéou, M., Scott, N. A., et Chédin, A. (1997). The retrieval of temperature and water vapour profiles from atovs data: an adaptation of the 3I scheme. In *Proceedings of the XI<sup>e</sup> TOVS study conference*. Igls, Autriche.
- Holton, J. R. (1992). *An introduction to dynamic meteorology*. Academic Press, 3<sup>e</sup> edition.
- Hornik, M., Stinchcombe, M., et White, H. (1989). Multilayer feedforward networks are universal approximators. *Neural Networks*, 2:359–366.
- Houghton, J., Meira Filho, L., Bruce, J., Lee, H., Callander, B., Haites, E., Harris, N., et Maskell, K., editors (1995). *Climate change 1994. Radiative forcing of climate change and an evaluation of the IPCC IS92 emission scenarios*. Cambridge University Press.
- Houghton, J. T., Jenkins, G. J., et Ephraums, J. J., editors (1990). *Climate change. The IPCC scientific assessment*. Cambridge University Press.
- House, F. B., Gruber, A., Hunt, G. E., et Mecherikunnel, A. T. (1986). History of satellite missions and measurements of the Earth radiation budget. *Rev. Geophys.*, 24(2):357–377.
- Hulst (van de), H. C. (1957). *Light scattering by small particles*. John Wiley.
- Hunt, G. E., Kandel, R., et Mecherikunnel, A. T. (1986). A history of presatellite investigations of the Earth's radiation budget. *Rev. Geophys.*, 24(2):351–356.
- Inamdar, A. K. et Ramanathan, V. (1994). Physics of greenhouse effect and convection in warm oceans. *J. Climate*, 7:715–731.
- Jacquinet-Husson, N., Arié, E., Ballard, J., Barbe, A., Bjoraker, G., Bonnet, B., Brown, L. R., Camy-Peyret, C., Champion, J.-P., Chédin, A., Chursin, A., Clerbaux, C., Duxbury, G., Flaud, J. M., Fourrié, N., Fayt, A., Graner, G., Gamache, R., Goldman, A., Golovko, V., Guellachvili, G., Hartmann, J. M., Hillico, J. C., Hillman, J., Lefèvre, G., Lellouch, E., Mikhailenko, S. N., Naumenko, O. V., Nemtchinov, V., Newnham, D. A., Nikitin, A., Orphal, J., Perrin, A., Reuter, D. C., Rosenmann, L., Rinsland, C. P., Rothman, L. S., Scott, N. A., Selby, J., Sinitsa, L. N., Sirota, J. M., Smith, A. M., Smith, K. M., Tyuterev, V. G., Tipping, R. H., Urban, S., Varanasi, P., et Weber, M. (1998). The 1997 spectroscopic GEISA databank. accepté pour publication au J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.
- Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L., Iredell, M., Saha, S., White, G., Woollen, J., Zhu, Y., Chelliah, M., Ebisuzaki, W., Higgins, W., Janowiak, J., Mo, K. C., Ropelewski, C., Wang, J., Leetmaa, A., Reynolds, R., Jenne, R., et Joseph, D. (1996). The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 77(3):437–472.
- Kandel, E. R., Schwartz, J. H., et Jessell, T. M. (1991). *Principles of neural science*, volume 3. Appleton & Lange, third edition.
- Khvorostyanov (1995). Mesoscale processes of cloud formation, cloud-radiation interaction, and their modelling with explicit cloud microphysics. *Atmos. Res.*, 39:1–67.
- Kidwell, K. (1995). NOAA Polar Orbiter Data User's Guide. Technical report, U.S. Dept. of Commerce, NOAA/NESDIS, Washington, D.C.
- Kikoïne, A. et Kikoïne, I. (1979). *Physique moléculaire*. Mir, Moscou.

- Kohonen, T. (1982). Self-organized formation in topologically correct feature maps. *Biological Cybernetics*, 100:59–69.
- Kondratyev, K. Y. (1969). *Radiation in the atmosphere*. Academic Press.
- Kopia, L. P. (1986). Earth Radiation Budget Experiment scanner instrument. *Rev. Geophys.*, 24:400–406.
- Köpken, C., Heinemann, G., Chedin, A., Claud, C., et Scott, N. A. (1995). Assessment of the quality of TOVS-retrievals obtained with the 3I-algorithm for antarctic conditions. *J. Geophys. Res.*, 100(D3):5143–5158.
- Kranner, H. J. (1994). *Observation of the Earth and its environment*. Springer-Verlag, 2<sup>e</sup> edition.
- Krinner, G., Genthon, C., Li, Z. X., et Le Van, P. (1997). Studies of the Antarctic climate with a stretched-grid general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 102(D12):13731–13745.
- Kuhn, P. M. (1963). Radiometersonde observations of infrared flux emissivity of water vapor. *J. Appl. Meteor.*, 2:368–378.
- Kuo, H. L. (1965). On formation and intensification of tropical cyclones through latent heat release by cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 22:40–63.
- Kyle, H. L., Hickey, J. R., Ardanuy, P. E., Jacobowitz, H., Arking, A., Campbell, G. G., House, F. B., Maschhoff, R., Smith, G. L., Stowe, L. L., et Vonder Haar, T. H. (1993). The Nimbus Earth Radiation Budget (ERB) Experiment: 1975 to 1992. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 74:815–828.
- Le Treut, H. et Li, Z. X. (1991). Sensitivity of an atmospheric general circulation model to prescribed SST changes : feedback effects associated with the simulation of cloud optical properties. *Clim. Dyn.*, 5:175–187.
- Li, Z. X. (1990). *Étude de l'interaction nuage-rayonnement dans le contexte du changement climatique dû à l'augmentation des gaz à effet de serre dans l'atmosphère*. Thèse de doctorat, Université Paris 7.
- Li, Z. X. (1996). Comparison of convection parameterizations in an atmospheric general circulation model. In Le Treut, H., editor, *Climate sensitivity to radiative perturbations : physical mechanisms and their validation*, pages 127–137. NATO ASI Series, Springer Verlag.
- Li, Z. X. (1997). Description d'un ensemble de paramétrisation physique - *phylmd*. Technical report, LMD, ENS, 24, rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05, ou, sur WWW, <http://www.lmd.ens.fr/~li>.
- Lindzen, R. S. (1990). Some coolness concerning global warming. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 71(3):288–299.
- Liou, K.-N. (1973). A numerical experiment on Chandrasekhar's discrete ordinate method for radiative transfer : applications to cloudy and hazy atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, 30:1303–1326.
- López-Puertas, M., Rodrigo, R., et Molina, A. (1986). A non-lte radiative transfer model for the infrared bands in the middle atmosphere. I. theoretical basis and application to the  $CO_2$  15  $\mu m$  bands. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 48(8):729–748.

- Lorenz, E. N. (1963). Deterministic nonperiodic flow. *J. Atmos. Sci.*, 20:130–141.
- Lorenz, E. N. (1991). *The essence of chaos*. UCL Press.
- Loughlin, P. E., Trautmann, T., Bott, A., Panhans, W. G., et Zdunkowski, W. (1997). The effect of different radiation parameterizations on cloud evolution. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 123:1985–2008.
- Luther, F. M., Ellingson, R. G., Fouquart, Y., Fels, S., Scott, N. A., et Wiscombe, W. J. (1988). Intercomparison of Radiation Codes used in Climate Models: long wave clear-sky results - a workshop summary. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 69:40–51.
- Maiden, M. E. et Greco, S. (1994). NASA's Pathfinder data set programme: land surface parameters. *Int. J. Remote Sensing*, 15(17):3333–3345.
- Malkmus, W. (1967). Random lorentz band model with exponential-tailed  $S^{-1}$  line intensity distribution function. *J. Opt. Soc. Am.*, 57(3):323–329.
- Maurois, A. (1928). *Climats*. Grasset.
- McClatchey, R. A., Fenn, R. W., Selby, J. E. A., Volz, F. E., et Garing, J. S. (1971). Optical properties of the atmosphere. Technical Report AFCRL-TR-73-0096, Air Force Cambridge Res. Lab., Bedford, Mass.
- McCormick, M. P., Veiga, R. E., et Chu, W. P. (1992). Stratospheric ozone profile and ozone trends derived from the SAGE I and SAGE II data data. *Geophys. Res. Lett.*, 19:269–272.
- McCulloch, W. S. et Pitts, W. (1943). A logical calculus of the ideas immanent in nervous activity. *Bull. Math. Biophys.*, 5:115–133.
- McPeters, R. D., Heath, D. F., et Bhartia, P. K. (1984). Average ozone profiles for 1979 from the NIMBUS-7 SBUV instrument. *J. Geophys. Res.*, 89(D4):5199–5214.
- Michaud, R. (1987). *Sensibilité des prévisions météorologiques à longue échéance aux anomalies de température superficielle des océans*. Thèse d'état, Université Paris 6.
- Minnis, P. et Harrison, E. F. (1984). Diurnal variability of regional cloud and clear-sky radiative parameters derived from GOES data. part 1: analysis method. *J. Climate Appl. Meteor.*, 23(7):993–1011.
- Minsky, M. L. (1967). *Computation: finite and infinite machines*. Prentice-Hall.
- Minsky, M. L. et Papert, S. A. (1969). *Perceptrons: an introduction to computational geometry*. MIT Press.
- Mitchell, D. L., Macke, A., et Liu, Y. (1996). Modelling cirrus clouds: II) treatment of radiative properties. *J. Atmos. Sci.*, 53:2967–2988.
- Mlawer, E. J., Taubman, S. J., Brown, P. D., Iacono, M. J., et Clough, S. A. (1997). Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres: RRTM, a validated correlated-k model for the longwave. *J. Geophys. Res.*, 102:16663–16682.
- Molina, M. J. et Rowland, F. S. (1974). Stratospheric sink for chlorofluoromethanes: chlorine atom catalyzed destruction of ozone. *Nature*, 249:810–812.

- Moncet, J.-L. et Clough, S. A. (1997). Accelerated monochromatic radiative transfer for scattering atmospheres: application of a new model to spectral radiance observations. *J. Geophys. Res.*, 102(D18):21853–21866.
- Monge, J. L., Kandel, R. S., Pakhomov, L. A., et Adasko, V. I. (1991). SCaRaB Earth radiation budget scanning radiometer. *Metrologia*, 28(261-284):16497–16511.
- Morcrette, J.-J. (1984). *Sur la paramétrisation du rayonnement dans les modèles de circulation générale atmosphérique*. Thèse d'état, Université de Lille.
- Morcrette, J.-J. (1990a). Impact of changes to the radiation transfer parametrizations plus cloud optical properties in the ECMWF model. *Mon. Wea. Rev.*, 118:847–873.
- Morcrette, J.-J. (1990b). Radiation in numerical weather prediction. Meteorological training course, ECMWF.
- Morcrette, J.-J. (1991). Radiation and cloud radiative properties in the European Center for Medium Range Weather Forecasts forecasting system. *J. Geophys. Res.*, 96(D5):9121–9132.
- Morcrette, J.-J. et Fouquart, Y. (1985). On systematic errors in parametrized calculations of longwave radiation transfer. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 111:691–708.
- Morcrette, J.-J., Smith, L., et Fouquart, Y. (1986). Pressure and temperature dependance of the absorption in the longwave radiation parametrizations. *Beitr. Phys. Atmos.*, 59:455–469.
- Moulinier, P. (1983). Analyse statistique d'un vaste échantillonnage de situations atmosphériques sur l'ensemble du globe. Internal note 123, LMD.
- Neumann (von), J. (1956). Probabilistics logics and the synthesis of reliable organisms from unreliable components. In Shannon, C. et McCarthy, J., editors, *Automata studies*, pages 43–98. University Press.
- O'Hirok, W. (1997). *Three-dimensional cloud effects and enhanced atmospheric absorption*. PhD thesis, Institute for Computational Earth System Science, University of California.
- Ohmura, A. et Gilgen, H. (1991). The GEBA database, interactive applications, retrieving data, global energy balance archive, GEBA. Technical Report A7, Rep. 2, World Clim. Program. Water Proj., Zürich.
- Ohring, G. et Gruber, A. (1983). *Satellite radiation observations and climate theory*. Academic Press.
- Otterman, J., Jacobowitz, H., Brakke, T., Starr, D., Davies, R., Mehta, A., Chéruiy, F., et Prabhakara, C. (1997). Modeling limb-darkening of outgoing longwave radiation: implication for flux measurements. *Remote Sens. Env.*, 62:90–100.
- Paltridge, G. W. et Platt, C. M. R. (1976). *Radiative processes in meteorology and climatology*. Developments in atmospheric sciences, 5. Elsevier Scientific Publishing Company.
- Peixoto, J. P. et Oort, A. H. (1991). *Physics of climate*. Am. Inst. of Phys.
- Peretto, P. (1992). *An introduction to the modeling of neural networks*. Cambridge University Press.



- Phillips, N., Susskind, J., et McMillin, L. (1988). Results of a joint NOAA/NASA sounder simulation study. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 5:44–56.
- Pielke, R. A. (1984). *Mesoscale meteorological modeling*. Academic Press.
- Polcher, J. (1994). *Étude de la sensibilité du climat tropical à la déforestation*. Thèse de doctorat, université Paris 6.
- Poore, K. D., Wang, J., et Rossow, W. B. (1995). Cloud layer thickness from a combination of surface and upper air observations. *J. Clim.*, 8:550–568.
- Pracontal (de), M. (1996). Les avatars d'un mythe fondateur. *Les Cahiers de S. & V. : Qui a inventé l'ordinateur?*, 36:82–88.
- Queney, P. (1974). *Éléments de météorologie*. Masson, Paris.
- Ramanathan, V. et Downey, P. (1986). A non-isothermal emissivity and absorptivity formulation for water vapor. *J. Geophys. Res.*, 91(D8):8649–8666.
- Ramon y Cajal, S. (1909-1911). *Histologie du système nerveux de l'homme et des vertébrés*. 2 vol. Maloine, Paris.
- Randall, D. A. et Wielicki, B. A. (1997). Measurements, models, and hypotheses in the atmospheric sciences. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 78:399–406.
- Rao, J. N. K. (1969). Ratio and regression estimators. In Johnson, N. et Smith, H., editors, *New developments in survey sampling*, pages 213–234. John Wiley & Sons.
- Raschke, E., Vonder Haar, T. H., Bandeen, W. R., et Pasternak, M. (1973). The annual radiation balance of the Earth-atmosphere system during 1969-1970 from Nimbus-3 measurements. *J. Geophys. Res.*, 91(D8):8649–8666.
- Raval, A. et Ramanathan, V. (1989). Observational study of the greenhouse effect. *Nature*, 342:758–761.
- Reynolds, R. (1988). A real-time global sea surface temperature analysis. *J. Climate*, 1:75–86.
- Ridgway, W. L., Harshvardhan, D., et Arking, A. (1991). Computation of infrared atmospheric cooling rates by exact and approximate methods. *J. Geophys. Res.*, 96(D5):8969–8984.
- Rizzi, R. (1994). Raw HIRS/2 radiances and model simulations in the presence of clouds. Tech. Report 73, ECMWF, Reading, UK.
- Roberts, R. E., Selby, J. E. A., et Biberman, L. M. (1976). Infrared continuum absorption by atmospheric water vapor in the 8 - 12 micron window. *Appl. Opt.*, 15:2085–2090.
- Rodgers, C. D. et Walshaw, C. D. (1966). The computation of infra-red cooling rate in planetary atmospheres. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 92:67–92.
- Rogers, R. R. et Yau, M. K. (1976). *A short course in cloud physics*. Pergamon Press.
- Rosenblatt, F. (1962). *Principles of neurodynamics: perceptron and the theory of brain mechanisms*. Spartan Books, Washington D.C.
- Rossow, W. B. et Schiffer, W. B. (1991). ISCCP cloud data products. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 72(1):1–20.

- Rossow, W. B., Walker, A. W., Beuschel, D., et Roiter, M. (1996). International satellite cloud climatology project (ISCCP): description of new cloud datasets. WMO/TD-No.737, World Climate Research Programme (ICSU and WMO), Genève.
- Rossow, W. B. et Zhang, Y.-C. (1995). Calculation of surface and top-of-atmosphere radiative fluxes from physical quantities based on ISCCP datasets, part 2: validation and first results. *J. Geophys. Res.*, 100(D1):1167–1197.
- Rothman, L., Rinsland, C. P., Goldman, A., Massie, S. T., Flaud, J.-M., Perrin, A., Dana, V., Mandin, J.-Y., Schroeder, J., McCann, A., Gamache, R. R., Watson, R. B., Yoshino, K., Chance, K., Jucks, K., Brown, L. R., et Varanasi, P. (1997). The HITRAN molecular spectroscopic database and HAWKS (HITRAN Atmospheric Workstation). *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, sous presse.
- Rumelhart, D. et McClelland, J., editors (1986). *Parallel distributed processing: Explorations in the macrostructure of cognition*. MIT Press, Cambridge, Ma.
- Rumelhart, D. E., Hinton, G. E., et Williams, R. J. (1986). Learning internal representations by error propagation. In Rumelhart et McClelland, editors, *Parallel distributed processing: Explorations in the macrostructure of cognition*, volume 1, pages 318–362. MIT Press.
- Sadourny, R. et Laval, K. (1984). January and july performances of the LMD general circulation model. In Berger, A. L. et Nicolis, C., editors, *New perspectives in climate modelling*, pages 173–198. Elsevier.
- Salisbury, J. et D'Aria, D. (1992). Emissivity of terrestrial materials in the 8–14 $\mu$ m atmospheric window. *Remote Sens. Env.*, 42:83–106.
- Sarin, V. B., Forichon, M., et Le Treut, H. (1993). Parameterization and influence of the orographic gravity-wave drag in the LMD GCM. rapport technique 184, LMD.
- Scheaffer, R., Mendehall, W., et Ott, L. (1990). *Elementary survey sampling*. PWS - Kent, fourth edition.
- Schmetz, J., Geijo, A., Menzel, W. P., Strabala, K., Van de Berg, L., Holmund, K., et Tjemkes, S. (1995). Satellite observations of upper tropospheric relative humidity, clouds and wind field divergence. *Beitr. Phys. Atmosp.*, 68:345–357.
- Schmetz, P., Schmetz, J., et Raschke, E. (1986). Estimation of daytime downward longwave radiation at the surface from satellite and grid point data. *Theor. Appl. Climatol.*, 37:136–149.
- Schubert, S. D., Pfaendtner, J., et Rood, R. (1993). An assimilated dataset for Earth science application. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 74:2331–2342.
- Schwarzkopf, M. D. et Ramaswamy, V. (1993). Radiative forcing due to ozone in the 1980s: dependence on altitude of ozone change. *Geophys. Res. Lett.*, 20:205–208.
- Scott, N. A. (1974a). *Contribution à l'étude du rayonnement infrarouge de la terre et de son atmosphère. Une méthode pour la détermination de profils verticaux de température par inversion de l'équation de transfert. Une méthode de calcul direct des fonctions de transmission de milieux gazeux homogènes*. Thèse de doctorat, Université Paris 6.

- Scott, N. A. (1974b). A direct method of computation of the transmission function of an inhomogeneous gaseous medium. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 14:691–704.
- Scott, N. A. et Chédin, A. (1981). A fast line-by-line method for atmospheric absorption computations : the Automatized Atmospheric Absorption Atlas. *J. Clim. Appl. Meteor.*, 20:802–812.
- Shine, K. P., Briegleb, B. P., Grossman, A. S., Hauglustaine, D., Mao, H., Ramaswamy, V., Schwarzkopf, M. D., Van Dorland, R., et Wang, W.-C. (1995). Radiative forcing due to changes in ozone: a comparison of different codes. In Wang, W. et Isaksen, I., editors, *Atmospheric ozone as a climate gas*.
- Simmons, A. J., Burridge, D. M., Jarraud, M., Girard, C., et Wergen, W. (1989). The ECMWF medium-range prediction models. development of the numerical formulations and the impact of increased resolution. *Atmos. Phys.*, 40:28–60.
- Sinha, A. et Allen, M. R. (1994). Climate sensitivity and tropical moisture distribution. *J. Geophys. Res.*, 99(D2):3707–3716.
- Sinha, A. et Harries, J. E. (1997). The Earth's clear-sky radiation budget and water vapor absorption in the far infrared. *J. Clim.*, 10:1601–1614.
- Sjöberg, J., Zhang, Q., Ljung, L., Benveniste, A., Deylon, B., Glorennec, P.-Y., et Hjalmarsson, Juditsky, A. (1995). Non-linear black-box modeling in system identification: a unified overview. *Automatica*, 31(12):1691–1724.
- Slingo, A., Pamment, J. A., et Webb, M. J. (1998). A 15-year simulation of the clear-sky greenhouse effect using the ECMWF re-analyses: fluxes and comparisons with erbe. *J. Climate*, 11:690–708.
- Slingo, A. et Slingo, J. M. (1988). The response of a general circulation model to cloud long-wave radiative forcing. 1: Introduction and initial experiments. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 114:1027–1062.
- Slingo, A. et Webb, M. J. (1992). Simulation of clear sky-outgoing longwave radiation over the oceans using operational analyses. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 118:1117–1144.
- Smith, E. A. et Shi, L. (1992). Surface forcing of the infrared cooling profile over the tibetan plateau. part I: Influence of relative longwave radiative forcing at high latitude. *J. Atmos. Sci.*, 49:805–822.
- Smith, G. L., Green, R. N., Raschke, E., Avis, L. M., Suttles, J. T., Wielicki, B. A., et Davies, R. (1986). Inversion methods for satellite studies of the Earth radiation budget : development of algorithms for the ERBE mission. *Rev. Geophys.*, 24:407–421.
- Smith, W. L., Revercomb, H. E., Howell, H. B., et Woolf, H. M. (1983). HIS - a satellite instrument to observe temperature and humidity profiles with vertical resolution. In *Proceeding of the Fifth Conference on Atmospheric Radiation, Boston, Mass, 1983*.
- Smith, W. L., Woolf, H. M., Hayden, C. M., Wark, D. Q., et McMillin, L. M. (1979). The TIROS-N operational vertical sounder. *Bull. Amer. Meteo. Soc.*, 60:1177–1187.

- Soden, B. J. et Bretherton, F. P. (1996). Interpretation of TOVS water vapor radiances in terms of layer-average relative humidities: method and climatology for the upper, middle and lower troposphere. *J. Geophys. Res.*, 101(D5):9333–9343.
- Solomon, S., Kiehl, J. T., Kerridge, B. J., Remsberg, E. E., et Russell, J. M. (1986). Evidence for nonlocal thermodynamic equilibrium in the  $\nu_3$  mode of mesospheric ozone. *J. Geophys. Res.*, 91(D9):9865–9876.
- Stephens, G. L. (1978). Radiation profiles in extended water clouds. II: parameterization schemes. *J. Atmos. Sci.*, 35:2123–2132.
- Stephens, G. L. (1984). The parameterization of radiation for numerical weather prediction and climate models. *Mon. Wea. Rev.*, 112:826–867.
- Stephens, G. L. et Greenwald, T. L. (1991). The Earth's radiation budget and its relation to atmospheric hydrology. 1. observations of the clear sky greenhouse effect. *J. Geophys. Res.*, 96(D8):15311–15324.
- Stephens, G. L., Jackson, D. L., et Wittmeyer, I. (1996). Global observations of upper-tropospheric water-vapor derived from TOVS radiance data. *J. Clim.*, 9(2):305–325.
- Stolarski, R. S., McPeters, R. D., et Gleason, J. F. (1995). Ozone trends from satellite data. In Wang, W.-C. et Isaken, I. S. A., editors, *Atmospheric ozone as a climate gas*, pages 397–410. NATO ASI Series, Springer Verlag.
- Stubenrauch, C. J. (1993). Co-location of AVHRR, ERBE and HIRS/MSU data. Internal note 185, LMD.
- Stubenrauch, C. J., Chédin, A., Armante, R., et Scott, N. A. (1998a). Clouds as seen by satellite sounders (3I) and imagers (ISCCP), part II: a new approach for cloud parameter determination in the 3I algorithm. accepté pour publication au J. Climate.
- Stubenrauch, C. J., Duvel, J.-P., et Kandel, R. S. (1993). Determination of longwave anisotropic emission factors from combined broad- and narrowband radiance measurements. *J. Appl. Meteor.*, 32(5):848–856.
- Stubenrauch, C. J., Rossow, W. B., Chérut, F., Scott, N. A., et Chédin, A. (1998b). Clouds as seen by satellite sounders (3I) and imagers (ISCCP), part I: evaluation of cloud parameter. accepté pour publication au J. Climate.
- Stubenrauch, C. J., Rossow, W. B., Scott, N. A., et Chédin, A. (1998c). Clouds as seen by satellite sounders (3I) and imagers (ISCCP), part III: combining 3I cloud parameters and ISCCP for better understanding of cloud radiative effects. en révision au J. Climate.
- Sun, D.-Z. et Lindzen, R. S. (1993). Water vapor feedback and the ice age snowline record. *Ann. Geophysicae*, 11:204–215.
- Sundqvist, H., Berge, E., et Kristjánson, J. E. (1989). Condensation and cloud parameterization studies with a mesoscale numerical weather prediction model. *Mon. Weather Rev.*, 117:1641–1657.
- Susskind, J., Piraino, P., Rokke, L., Iredell, L., et Mehta, A. (1997). Characteristics of the TOVS Pathfinder Path A dataset. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 78(7):1449–1472.

- Tarpley, J. (1979). Estimating incident solar radiation from geostationary data. *J. Appl. Meteor.*, 18:1172–1181.
- Teyssedre, H. (1994). *Observations satellitaires et modélisation de l'évolution à long terme de l'ozone stratosphérique et influence d'activités humaines*. Thèse de doctorat, Université Toulouse 3.
- Thépaut, J.-N. et Moll, P. (1990). Variational inversion of simulated TOVS radiances using the adjoint techniques. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 116:1425–1448.
- Thiria, S., Badran, F., Mejia, C., et Crépon, M. (1993). A neural network approach for modeling non linear transfer function: application for dealiasing spaceborn scatterometer data. *J. Geophys. Res.*, 98(C12):22827–22841.
- Tian, L. et Curry, J. A. (1989). Cloud overlap statistics. *J. Geophys. Res.*, 94:9925–9935.
- Tournier, B., Armante, R., et Scott, N. A. (1995). Stransac-93, 4A-93: développement et validation des nouvelles versions des codes de transfert radiatif pour application au projet IASI. Technical Report 201, LMD.
- Trenberth, K. E. et Guillemot, C. J. (1995). Evaluation of the global atmospheric moisture budget as seen from analyses. *J. Climate*, 8:2255–2272.
- Triplet, J. P. et Roche, G. (1971). *Météorologie générale*. Météorologie Nationale, Paris.
- Tryfos, P. (1996). *Sampling methods for applied research*. J. Wiley & Sons.
- Uppala, S. (1997). ECMWF re-analysis. 3. observing system performance in ERA. Project report series, ECMWF.
- USNAS, editor (1975). *Understanding climatic change*. U. S. National Academy of Sciences, Washington, D. C.
- Vesperini, M. (1991). *Observations spatiales du bilan radiatif terrestre: validation d'un modèle de circulation générale*. Thèse de doctorat, Université Paris 7.
- Wahiche, C., Scott, N. A., et Chédin, A. (1986). Cloud detection and cloud parameters retrieval from the satellite of the TIROS-N series. *Ann. Geophys.*, 4(B2):207–222.
- Wallace, J. M. et Hobbs, P. V. (1977). *Atmospheric science. An introductory Survey*. Academic Press.
- Walshaw, C. et Rodgers, C. (1963). The effect of the Curtis-Godson approximation on the accuracy of radiative heating-rate calculations. *Quart. J. R. Met. Soc.*, 89:122–130.
- Washington, W. et Williamson, D. (1977). A description of the NCAR GCM's in general circulation models of the atmosphere. In Chang., J., editor, *Method in Computational Physics*, pages 111–172. Academic Press.
- Webster, P. J. et Lukas, R. (1992). TOGA COARE: The Coupled Ocean Atmosphere Response Experiment. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 73:1377–1423.
- Werbos, P. (1974). *Beyond regression: new tools for prediction and analysis in the behavioral sciences*. Thèse de doctorat, Université Harvard.

- Widrow, B. et Angell, J. (1962). Reliable, trainable networks for computing and control. *Aerospace Eng.*, 21:78–123.
- Widrow, B. et Lehr, M. A. (1990). 30 years of adaptative neural networks: perceptron, madaline, and backpropagation. *Proc. of the IEEE*, 78(9):1415–1442.
- Wielicki, B. A., Barkström, B. R., Harrison, E. F., Lee, R. R., Smith, G. L., et Cooper, J. E. (1996). Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES): An Earth observing system experiment. *Bull. Amer. Meteo. Soc.*, 77:853–868.
- Wielicki, B. A., Cess, R. D., King, M. D., Randall, D. A., et Harrison, E. F. (1995). Mission to planet Earth: role of clouds and radiation in climate. *Bull. Amer. Meteo. Soc.*, 76:2125–2153.
- Wilson, C. A. et Mitchell, J. F. B. (1986). Diurnal variation and cloud in general circulation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 112:347–369.
- Wittmeyer, I. L. et Vondeer Haar, T. H. (1994). Analysis of the global ISCCP TOVS water vapor climatology. *J. Climate*, 7:325–333.
- WMO-ICSU, J. O. C., editor (1975). *The physical basis of climate and climate modelling*. GARP Publications Series No. 16.
- Wu, X., Bates, J. J., et Khalsa, S. J. S. (1993). A climatology of the water vapor band brightness temperatures from NOAA operational satellites. *J. Climate*, 6:1282–1300.
- Wu, X. et Smith, W. L. (1997). Emissivity of rough sea surface for 8 - 13  $\mu\text{m}$ : modeling and verification. *Appl. Opt.*, 36(12):2609–2619.
- Xiangqian, W. et Smith, W. L. (1996). Sensitivity of sea surface temperature retrieval to sea surface emissivity. *Acta Meteor. Sinica*, 10(3):376–384.
- Yadin, D. (1989). *The neurobiology of memory*. Oxford University Press.
- Yamamoto, G., Tanaka, M., et Asano, S. (1970). Radiative transfer in water clouds in the infrared region. *J. Atmos. Sci.*, 27:282–292.
- Ye, Q. et Coakley, J. A. (1996). Biases in Earth radiation budget observations. 1. effects of scanner spatial resolution on the observed anisotropy. *J. Geophys. Res.*, 101(D16):21243–21252.
- Yu, W. (1993). *Étude comparative des propriétés de la couverture nuageuse observée par satellites et simulée par un modèle de climat*. Thèse de doctorat, Université Paris 6.
- Zhang, Y.-C. et Rossow, W. B. (1997). Estimating meridional energy transports by the atmospheric and oceanic general circulations using boundary fluxes. *J. Climate*, 10:2358–2373.
- Zhang, Y.-C., Rossow, W. B., et Lacis, A. A. (1995). Calculation of surface and top-of-atmosphere radiative fluxes from physical quantities based on ISCCP datasets, part 1: method and sensitivity to input data incertainties. *J. Geophys. Res.*, 100(D1):1149–1165.
- Zhong, W. et Haigh, J. D. (1995). Improved broadband emissivity parametrization for water vapor cooling rate calculations. *J. Atmos. Sci.*, 52(1):124–138.



**La modélisation du transfert radiatif à des fins climatiques :  
une nouvelle approche fondée sur les réseaux de neurones artificiels**

**RÉSUMÉ :** Nous avons développé un code de transfert radiatif pour les grandes longueurs d'ondes : NeuroFlux. Il permet un calcul rapide et précis des flux et taux de refroidissement radiatifs atmosphériques.

NeuroFlux est fondé sur une méthode statistique : le Perceptron MultiCouche défini par Rumelhart *et al.* (1986). En effet, l'algorithme comprend plusieurs dizaines de «réseaux de neurones» formels. Leurs paramètres ont été inférés sur autant de bases d'apprentissage. Toutes ces bases reposent sur la banque de données TIGR du LMD, dont nous avons développé une nouvelle version. Celle-ci a été constituée par échantillonnage d'une base initiale comprenant plusieurs centaines de milliers de sondages atmosphériques. Par rapport aux précédentes versions de la banque TIGR, la méthode d'échantillonnage que nous avons développée permet de conserver une bonne représentativité des profils de température, tout en améliorant celle des profils de vapeur d'eau de manière significative.

Deux codes de transfert radiatif classiques, le modèle «à bandes larges» du CEPMMT (1991, 1995) et le modèle «raie-par-raie» 4A du LMD (1981, 1995), ont été utilisés à la fois pour calculer les flux radiatifs associés aux bases d'apprentissage, et pour valider NeuroFlux. Des comparaisons à l'échelle mondiale ont montré que la précision de NeuroFlux est comparable à celle des codes de transfert radiatif utilisés actuellement dans les Modèles de Circulation Générale de l'atmosphère. Surtout, NeuroFlux offre un gain en temps de calcul substantiel : au moins un ordre de grandeur. Enfin, nous avons inséré NeuroFlux dans le modèle de climat du LMD. Sur une simulation de six mois, la robustesse de la méthode a été confirmée.

Cette étude a entraîné la réalisation de différents travaux connexes: ainsi, une analyse de la distribution géographique du refroidissement radiatif dans l'atmosphère.

---

**The modeling of radiative transfer for climatic purposes:  
a new approach based on artificial neural networks**

**ABSTRACT :** We have developed a radiative transfer model for the longwave: NeuroFlux. It allows a fast and accurate computation of the atmospheric radiative fluxes and cooling rates.

NeuroFlux is based on a statistical method: the Multi-Layer Perceptron defined by Rumelhart *et al.* (1986). Indeed, the algorithm includes several tens of formal "neural networks". Their parameters have been inferred from as many learning datasets. All these databanks were derived from the TIGR databank from LMD, of which we have developed a new version. In order to ensure a global coverage, it has been constituted from an initial databank of several hundreds of thousands atmospheric one dimensional soundings. Compared to the former versions of the TIGR databank, the sampling method that we chose provides for a good representativeness of the temperature profiles, and significantly improves the one of the water vapour profiles.

Two classical radiative transfer codes, the operational "wide band" model of CEPMMT (1991, 1995), and the 4A "line-by-line" model of LMD (1981, 1995), have been used both for the computation of the radiative fluxes associated to the learning databanks, and for the validation of NeuroFlux. Global scale comparisons have shown that the accuracy of NeuroFlux is comparable to that one of the codes currently used in the atmospheric General Circulation Models. Especially, NeuroFlux offers a substantial saving of computing time: at least one order of magnitude. Finally, NeuroFlux has been used in the framework of the LMD climate model. In a six-month simulation, the robustness of the method has been confirmed. This study led to the realization of various connected works: in particular, an analysis of the geographical distribution of the atmospheric radiative cooling.