

TESTS DE SENSIBILITE AVEC LE MODELE d'ATMOSPHERE DU LMD, EN
VUE D'AMELIORER LE COUPLAGE AVEC L'OCEAN

P. Braconnot, LSCE, Unité mixte, CEA/DSM-CNRS, CE_SACLAY, Orme des merisiers,
91191 Gif-sur-Yvette cedex. Email : pasb@lsce.saclay.cea.fr

TABLE DES MATIERES

1. Introduction.....	3
<i>A/ LA COUCHE LIMITE ET LE TRAITEMENT DE LA SURFACE SUR LES MAILLES OCEANIQUES ENGLACEES.</i>	4
A.1. La diffusion verticale et sa résolution.....	4
<i>A.1.1 L'enthalpie et l'humidité spécifique</i>	4
a. Au-dessus du premier niveau (niveau de surface).....	4
b. résolution de la température du sol dans le cas général	5
<i>A.1.2 Le vent</i>	8
A.2. Les flux en surface dans le cas d'une maille contenant une fraction de glace de mer	8
A. 2.1 Niveau 1 homogène échangeant avec une surface moyenne	9
A. 2.2. Niveau 1 homogène échangeant avec des surfaces différenciées	9
2.2.1 Enthalpie et humidité spécifique	9
2.2.2 Le vent	11
2.2.3 Le rayonnement solaire et infrarouge.....	11
A. 3. Simulations effectuées et résultats.	12
3.3.1. <i>La simulation de référence</i>	12
A.3.2. <i>Surface moyenne</i>	14
A.3.3. <i>Sous -surfaces</i>	18
<i>B. VERS UN MODELE MIEUX EQUILIBRE</i>	21
B.1. Impact d'un seuil sur le coefficient de frottement en surface dans les situations stables (CJ4).....	21
B. 2 Diminution du seuil de diffusion verticale dans la couche limite (CJ5 et CJ6)	22
B.3. La taille des gouttes et la friction due à la convection profonde.	28
B. 4. Bilan	29
REFERENCES	34
ANNEXE	36
A. Les routines modifiées	36
B. Tableau récapitulatif des différentes expériences	38

1. Introduction

Les premières expériences de couplage global entre le modèle d'atmosphère du LMD et le modèle d'océan du LODYC ont montré une dérive importante (de l'ordre de 4°C en 20 ans) des simulations couplées à basse résolution (Braconnot et al. 1997). Une partie de cette dérive a été attribuée au manque de nuages bas de type stratus dans les latitudes moyennes et à un déséquilibre du modèle d'atmosphère conduisant à un gain de chaleur d'environ 12 W/m² pour le système océan-atmosphère. Dans ces simulations également, le couplage n'était pas conservatif et les échanges océan-atmosphère mal représentés en présence de glace de mer. Les températures simulées étaient trop chaudes dans les moyennes et hautes latitudes.

Ceci nous a amené à revoir la formulation de la couche limite, en particulier des transferts de quantité de mouvement, de chaleur sensible et latente en surface, et à effectuer plusieurs expériences de sensibilité pour équilibrer le modèle. Ce document de travail rassemble l'ensemble des expériences effectuées au LMCE avec la version 5.3 du modèle d'atmosphère du LMD et une résolution de 64 points en latitudes, 50 points répartis en sinus de latitude et 11 niveaux verticaux. Ce travail s'est effectué en étroite collaboration avec le LMD, où des expériences similaires à haute résolution (96x72, L15) ont été réalisées. L'objectif de ce document est également de montrer les principaux résultats des tests en mode découplé, où un seul paramètre est changé à la fois, de façon à faciliter les analyses des nouvelles simulations couplées.

La première partie présente les modifications apportées au modèle pour mieux représenter les échanges océan-atmosphère lorsqu'une maille contient une fraction de glace de mer. La deuxième partie expose les différentes expériences de sensibilité au seuil de diffusion minimal dans la couche limite, à la taille des gouttes d'eau et au facteur de mélange de la convection. Ces expériences ont guidé le choix de la configuration optimale du modèle en mode couplé.

A/ LA COUCHE LIMITE ET LE TRAITEMENT DE LA SURFACE SUR LES MAILLES OCEANIQUES ENGLACEES.

A.1. La diffusion verticale et sa résolution

La description de la couche limite du modèle du LMD se trouve dans de nombreuses thèses (cf. Joussaume 1983) et seuls les éléments qui permettent de comprendre les modifications apportées sont reportés ici. Dans la version 5.3 utilisée, les paramétrisations résultent d'une fermeture turbulente au premier ordre, faisant intervenir un coefficient de diffusion turbulente et une hypothèse de flux turbulent nul au sommet de la couche limite. Les coefficients d'échange (coefficient de frottement) dans la couche limite au-dessus de la couche de surface suivent la paramétrisation de Deardoff (1966). En surface les formulations du centre européen (1991) sont utilisées. Au cours de l'intégration temporelle, les coefficients d'échange sont calculés explicitement, alors que les équations sont résolues avec un schéma implicite.

A.1.1 L'enthalpie et l'humidité spécifique

a. Au-dessus du premier niveau (niveau de surface)

Pour un niveau tel que $2 \leq l \leq L$ (L nbre de niveaux dans la couche limite), l'évolution de l'enthalpie pendant le temps Δt s'exprime par :

$$(H_l - [H_l]) \Delta\sigma_l = \Delta t (\Phi(l, l+1)) - \Phi(l-1, l) \quad (1)$$

avec $[]$ indiquant la valeur au pas de temps précédent, $\Delta\sigma$ l'épaisseur du niveau σ et Φ le flux échangé pendant le temps Δt .

$$\Delta t \Phi(l, l+1) = K_{l+1/2} (H_{l+1} - H_l - \Gamma_{l+1/2})$$

$$\Delta t \Phi(l-1, l) = K_{l-1/2} (H_l - H_{l-1} - \Gamma_{l-1/2})$$

où Γ représente le contre gradient de Deardoff (1966) et K , le coefficient de diffusion.

Avec l'hypothèse qu'il n'y a pas d'échange entre la couche limite et les niveaux supérieurs, H_L peut se mettre sous la forme :

$$H_L = ch_L + dh_L H_{L-1},$$

avec

$$ch_L = \frac{\Delta\sigma_L [H_L] + K_{L-1/2} \Gamma_{L-1/2}}{\Delta\sigma_L + K_{L-1/2}}$$

$$dh_L = \frac{K_{L-1/2}}{\Delta\sigma_L + K_{L-1/2}}$$

On peut ainsi résoudre le système en posant

$$H_\ell = ch_{\ell+1} + dh_{\ell} H_{\ell-1} \quad (2)$$

avec les relations :

$$ch_\ell = \frac{\Delta\sigma_\ell [H_\ell] + K_{\ell+1/2} ch_{\ell+1} + K_{\ell-1/2} \Gamma_{\ell-1/2} - K_{\ell+1/2} \Gamma_{\ell+1/2}}{\Delta\sigma + K_{\ell+1/2} (1 - dh_{\ell+1/2}) + K_{\ell-1/2}} \quad (3)$$

$$dh_\ell = \frac{K_{\ell-1/2}}{\Delta\sigma + K_{\ell+1/2} (1 - dh_{\ell+1/2}) + K_{\ell-1/2}}$$

L'équation d'évolution de l'humidité Q est de même type que (1) et fait intervenir un flux de chaleur latente turbulent entre les différents niveaux. Les équations sont résolues comme pour l'enthalpie en posant pour $\ell \geq 1$:

$$Q_\ell = cq_\ell + dq_\ell Q_{\ell-1} \quad (4)$$

Avec les relations de récurrence :

$$cq_\ell = \frac{\Delta\sigma_\ell [Q_\ell] + K_{\ell+1/2} cq_{\ell+1}}{\Delta\sigma_\ell + K_{\ell+1/2} (1 - dq_{\ell+1/2}) + K_{\ell-1/2}} \quad (5)$$

$$dq_\ell = \frac{K_{\ell-1/2}}{\Delta\sigma_\ell + K_{\ell+1/2} (1 - dq_{\ell+1/2}) + K_{\ell-1/2}}$$

et $dq_\ell = dh_\ell$. Notons qu'il n'y a pas de contre gradient pour Q.

Pour le niveau 1 il faut tenir compte des flux turbulent en surface. Le détail des calculs dépend du modèle spécifié à l'interface.

b. résolution de la température du sol dans le cas général

L'équation de l'enthalpie H au premier niveau est couplée à la température du sol par le terme de chaleur sensible. Les flux turbulents en surface suivent les formules

aérodynamiques globales décrites dans Dyer (1974). Ainsi, si H_a représente l'enthalpie de l'air et $cdzh$ le coefficient de frottement en surfac, le flux de chaleur sensible est :

$$\Phi(0,1) = C_p cdzh (H_a - H_0) \quad (6)$$

L'altitude à laquelle est calculée H_a dépend de l'altitude à laquelle est prise le coefficient intervenant dans les formulations aérodynamiques. Pour traiter le problème en toute généralité, on pose

$$H_a = ais1 H_1 - ais2 H_2$$

Les coefficients ch_1 , dh_1 sont donc dans ce cas :

$$ch_1 = \frac{[H_1] \Delta\sigma_1 + ch_2 (K_{3/2} + cdzh ais2) + cdzh [H_0] - K_{3/2} \Gamma_{3/2}}{\Delta\sigma_1 + K_{3/2} (1 - dh_2) + cdzh (ais1 - ais2 dh_2)} \quad (7)$$

$$dh_1 = \frac{cdzh}{\Delta\sigma_1 + K_{3/2} (1 - dh_2) + cdzh (ais1 - ais2 dh_2)}$$

De même, l'équation vérifiée par l'humidité spécifique Q fait intervenir l'évaporation en surface, paramétrée par une fonction empirique globale. Le flux de chaleur latente s'exprime par :

$$\Phi(0,1) = cdzq (Q_a - Q_0^*) \quad (8)$$

où Q_a est l'humidité de l'air et Q_0^* l'humidité spécifique à saturation au niveau du sol et $cdzq$, le coefficient d'échange en surface. Avec la paramétrisation du centre Européen figurant dans la version 5.3 du modèle, les coefficients sont calculés au premier niveau du modèle, ce qui revient à poser : $ais1 = 1$ et $ais2 = 0$.

La résolution de cette équation nécessite de connaître la température du sol. Pour simplifier la résolution, puisque Q_0^* varie peu autour de H_0 , Q_0^* est linéarisé. Ainsi :

$$Q_0^* = [Q_0^*] + \frac{\partial Q}{\partial T} (H_0 - [H_0]) \quad (9)$$

Cette expression peut se mettre sous la forme

$$Q_0^* = [\tilde{Q}_0] + \frac{\partial Q}{\partial T} H_0 \quad (10)$$

avec $[\tilde{Q}_0] = [Q_0^*] - \frac{\partial Q}{\partial T} [H_0]$

Pour le premier niveau l'expression de Q devient donc

$$Q_1 = cq_1 + dq_1 H_0 \quad (11)$$

avec :

$$cq_1 = \frac{[Q_1] \Delta\sigma_1 + cq_2 (K_{3/2} + cdzq \text{ ais2}) + cdzq[\tilde{Q}_0]}{\Delta\sigma_1 + K_{3/2} (1 - dq_2) + cdzq(\text{ais1} - \text{ais2} dq_2)} \quad (12)$$

$$dq_1 = \frac{cdzq \frac{\partial Q}{\partial T} H_0}{\Delta\sigma_1 + K_{3/2} (1 - dq_2) + cdzq(\text{ais1} - \text{ais2} dq_2)}$$

Pour pouvoir résoudre le système, il faut déterminer la température au sol, ce qui demande de résoudre l'équation d'évolution de la température au sol :

$$C_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = SW - LW - H_s - LE + F_s + F_c \quad (13)$$

où C_s est la capacité calorifique du sol, SW et LW représentent respectivement le rayonnement ondes courtes et ondes longues, H_s , le flux de chaleur sensible (6), LE le flux de chaleur latente (8), F_s , la fonte de la neige et F_c le flux de conduction qui est négligé sauf sous la glace. Dans ce dernier cas, le flux correspond à un échange de chaleur entre la température de l'eau sous la glace ($T_f = 273.2$ K) et la température de surface T_s au travers d'une épaisseur de glace $h = 3$ m ayant une conductivité thermique K ($F_c = \frac{K}{h} (T_f - T_s)$).

En terme d'enthalpie cette équation devient :

$$\frac{\partial H_0}{\partial t} = C \left[\frac{SW - LW}{p^\kappa} + cdzh (H_a - H_0) + \frac{L cdzq}{p^\kappa} (Q_a - Q_0) + \frac{K}{h C_p} (H_f - H_0) \right] \quad (14)$$

Les coefficients $cdzh$ et $cdzq$ sont les "bulk" coefficients intervenant dans les paramétrisations des flux de chaleur sensible et latente exprimés en coordonnées σ .

La résolution s'effectue donc en deux temps. Les coefficients ch_1 , dh_1 , cq_1 , dq_1 sont tout d'abord calculés pour tous les niveaux. Une fois que la température au sol est déterminée par l'équation (14), les relations (2) et (4) permettent d'obtenir l'enthalpie et l'humidité spécifique à tous les niveaux en remontant de proche en proche jusqu'au niveau L.

Les mailles recouvertes de végétation ont une résolution analogue, mais les transferts avec la surface (énergie sensible et latente) sont calculés par le modèle d'interface entre l'atmosphère et la végétation SECHIBA inclus dans le modèle du LMD (Ducoudré et al. 1993).

La température de l'océan est une condition aux limites du modèle imposée par la climatologie. Pour les mailles océaniques, le système est résolu en imposant une capacité thermique infinie. Cet artifice permet de garder la température océanique inchangée.

Lorsque la couche de sol est tout ou en partie recouverte de neige, on considère que sol et neige ont la même température. On peut alors résoudre l'équation de la chaleur en moyennant les équations pour les différents types de sol, ce qui revient à remplacer la capacité thermique du sol (C), par la moyenne pondérée des capacités thermiques des différents sols. Dans ce cas, les coefficients de transfert ne sont pas différenciés suivant le type de surface. Ce modèle ne peut pas être étendu à des surfaces mixtes de type océan et glace qui ont des températures très différentes.

A.1..2 Le vent

La résolution de la diffusion verticale de la quantité de mouvement est beaucoup plus simple car une condition de vent nul est imposé en surface. On peut donc directement résoudre de proche en proche les équations de type (2).

A.2. Les flux en surface dans le cas d'une maille contenant une fraction de glace de mer

Dans la version 5.3 standard du modèle du LMD, la glace de mer peut ne couvrir qu'une fraction de maille. La partie englacée est représentée par une épaisseur de glace de 3m, ce qui permet de calculer la température de surface de la glace de mer, en utilisant l'équation (14). Les flux de chaleur, en revanche, ne sont pas différenciés suivant le type de surface et font intervenir une température moyenne de la maille. Un petit biais de codage fait aussi que les températures de banquise sont biaisées vers les températures océaniques.

Dans un premier temps, cette approche a été revue. Dans ce cas, les flux entre l'atmosphère (niveau 1 du modèle) et le sol se font en considérant pour H_0 et Q_0^* l'enthalpie et l'humidité moyenne de la maille. Dans un deuxième temps, la paramétrisation de surface a été modifiée en introduisant un calcul des flux différencié sur océan et glace de mer qui permet de mieux prendre en compte les échanges océan-atmosphère aux hautes latitudes. En effet, les relations empiriques globales ne sont pas linéaires dès que les "bulk" coefficients ou les longueurs de rugosité sont différenciées suivant le type de surface. Il est donc plus correct d'avoir un modèle qui somme les flux en surface plutôt que les températures.

Hervé Grenier, au cours de sa thèse (Grenier, 1997) a développé une version du modèle qui différencie les flux sur une hauteur dépendant de la stratification. La version

décrite ci-dessous est plus simple et l'agrégation des flux se fait seulement entre le premier niveau du modèle et les différents types de surface. Cette version a été implantée tout d'abord sans modifier les flux solaires et infrarouges, puis répartissant ces flux selon le type de surface. Les deux façons de procéder sont développées ci-dessous. La liste des routines modifiées se trouve en annexe.

A. 2.1 Niveau 1 homogène échangeant avec une surface moyenne

Dans le cas d'une maille contenant plusieurs types de surface, il est possible de garder un modèle proche de celui que nous avons décrit plus haut si l'on suppose que les coefficients de transfert sont les mêmes pour les deux types de surface. Cette hypothèse revient à adopter un modèle où le premier niveau échange avec une surface de température moyenne H_0 , en posant: $H_0 = A H_{0,g} + (1 - A) H_{0,o}$, où A représente la fraction de maille couverte par la glace de mer et les indices g et o distinguent respectivement la glace et l'océan. Comme $H_{0,o}$ est imposée, on peut exprimer H_1 en fonction de $H_{0,g}$, en ajoutant dans les coefficients ch_1 , dh_1 , cq_1 , dq_1 , les échanges avec l'océan. Dans ce cas, Q_0^* est l'humidité spécifique à la température moyenne H_0 . La température de surface de la glace de mer est alors calculée par l'équation (14).

A. 2.2. Niveau 1 homogène échangeant avec des surfaces différenciées

2.2.1 Enthalpie et humidité spécifique

Si l'on adopte un modèle où les flux sont différenciés entre le premier niveau du modèle et les différents types de sous-surfaces, le flux échangé est de la forme :

$$\Phi(0,1) = \sum_{i=1}^n A_i \Phi_i(0,1) \quad (15)$$

où $\Phi(0_i, 1)$ est le flux de chaleur échangé entre la surface i et le premier niveau du modèle et A_i représente la fraction de maille occupée par la surface de type i avec comme contrainte :

$$\sum_{i=1}^n A_i = 1. \quad (16)$$

Pour chaque sous-surface $\Phi_i(0,1) = Cp \, cdzhi (Ha - Hoi)$ pour l'enthalpie, $\Phi_i(0,1) = \beta_i K_{1/2} (Q_a - Q_{oi}^*)$ pour l'humidité spécifique et $Q_{oi}^* = [Q_{oi}] + \frac{\partial Q}{\partial H} H_{oi}$

Au niveau 1 :

$$(H_1 - [H_1]) \Delta\sigma = \kappa_{3/2}(H_2 - H_1 - \Gamma_{3/2}) - \sum_{i=1}^n A_i C_p cdzh_i (H_a - H_{oi}) \quad (17)$$

$$H_1 (\Delta\sigma + \kappa_{3/2}(1 - dh_2) + cis1 \sum_{i=1}^n A_i C_p cdzh_i) = [H_1] \Delta\sigma + \kappa_{3/2}ch_2 - \kappa_{3/2} \Gamma_{3/2} \\ + ais2 ch_2 \sum_{i=1}^n A_i C_p cdzh_i + \sum_{i=1}^n A_i C_p cdzh_i H_{oi}$$

$$H_1 \text{ peut alors se mettre sous la forme : } H_1 = ch_1 + \sum_{i=1}^n dh_{1i} H_{oi} \quad (18)$$

avec

$$ch_1 = \frac{[H_1] \Delta\sigma + ch_2 (\kappa_{3/2} + ais2 \sum_{i=1}^n A_i C_p cdzh_i) - \kappa_{3/2} \Gamma_{3/2}}{\Delta\sigma + \kappa_{3/2}(1 - dh_2) + cis1 \sum_{i=1}^n A_i C_p cdzh_i} \quad (19)$$

$$dh_{1i} = \frac{A_i C_p cdzh_i}{\Delta\sigma + \kappa_{3/2}(1 - dh_2) + cis1 \sum_{i=1}^n A_i C_p cdzh_i}$$

De même :

$$(Q_1 - [Q_1]) \Delta\sigma = \kappa_{3/2}(Q_2 - Q_1) - \sum_{i=1}^n A_i \beta_i cdzq_i (Q_a - Q_{oi}) \quad (20)$$

se met sous la forme :

$$Q_1 = cq_1 + \sum_{i=1}^n A_i \beta_i cdzq_i \text{ avec} \quad (21)$$

$$cq_1 = \frac{[Q_1] \Delta\sigma + cq_2 (\kappa_{3/2} + ais2 \sum_{i=1}^n A_i \beta_i cdzq_i) - \sum_{i=1}^n A_i \beta_i cdzq_i [Q_{oi}]}{\Delta\sigma + \kappa_{3/2}(1 - dq_2) + bis1 \sum_{i=1}^n A_i \beta_i cdzq_i} \quad (22)$$

$$dq_1 = \frac{A_i \beta_i cdzq_i \frac{\partial Q}{\partial H}}{\Delta\sigma + \kappa_{3/2}(1 - dq_2) + bis1 \sum_{i=1}^n A_i \beta_i cdzq_i}$$

L'équation (14) est utilisée pour calculer la température au sol de chaque sous-surface. Cette équation fait intervenir un couplage avec les autres sous-surfaces par l'intermédiaire de H_1 , l'enthalpie au premier niveau. La résolution complète consiste à résoudre le système d'équations au sol.

Lorsque seuls la glace de mer et l'océan se partagent une maille, la résolution est plus simple car la température de la mer est imposée. Il suffit alors de résoudre l'équation pour la glace, les termes d'échanges avec l'océan se retrouvant dans les termes constants, car ils sont déterminés explicitement.

2.2.2 Le vent

Les modifications sont beaucoup plus simples pour la tension de vent car on impose un vent nul en surface. Il suffit alors d'adopter l'ancien modèle en remplaçant le coefficient de frottement par le coefficient de frottement moyen, moyenne pondérée des coefficients sur chacune des surfaces.

2.2.3 Le rayonnement solaire et infrarouge

Pour calculer correctement l'évolution de la température de surface sur la banquise, il faut également répartir le rayonnement sur les sous-surfaces, car l'albédo et la température sont très différents entre une surface océanique et une surface englacée.

Si l'on fait l'hypothèse que le rayonnement solaire descendant est le même sur toutes les sous-surfaces d'une maille, le rayonnement solaire peut très facilement être réparti suivant le type de surface.

Le flux solaire au sol est :

$$SW_{sol} = \sum_{i=1}^n A_i (1 - \alpha_i) SW_{sol i}$$

où α_i représente l'albédo de la surface i et SW_{sol} , le rayonnement solaire net au sol moyen pour la maille tel qu'il est calculé dans les routines de rayonnement.

Pour une sous surface, le rayonnement solaire net au sol est alors :

$$SW_{sol\ i} = \frac{(1 - \alpha_i)}{(1 - \alpha_m)} SW_{sol},$$

α_m , représentant l'albédo moyen de la maille.

De même, le rayonnement infrarouge peut être modulé suivant le type de surface, si l'on garde à la sortie des routines de rayonnement les valeurs du rayonnement infrarouge montant (LW_{up}). En faisant, comme pour le rayonnement solaire, l'hypothèse que le rayonnement descendant (LW_{down}) est le même pour toutes les sous-surfaces de la maille, on peut écrire :

$$LW_{sol} = LW_{up} - LW_{down}$$

avec

$$LW_{up} = \sum_{i=1}^n A_i LW_{up\ i}$$

Une linéarisation du rayonnement infrarouge autour de la température moyenne de la maille (T_{moy}) conduit à :

$$LW_{up\ i} = LW_{up}(T_{moy}) + \frac{\partial LW_{up}}{\partial T}(T_{moy}) (T_i - T_{moy})$$

Le rayonnement infrarouge net au sol pour une sous surface est alors :

$$LW_i = LW_{sol} + \frac{\partial LW_{up}}{\partial T}(T_{moy}) (T_i - T_{moy})$$

A. 3. Simulations effectuées et résultats.

3.3.1. La simulation de référence

La version de référence est LMD5.3 (Harzallah et Sadourny 1996). C'est la version de base des simulations PMIP (Masson et Joussaume 1997) et des premières expériences de couplage global avec le modèle d'océan du LODYC (Braconnot et al., 1997). La simulation de contrôle s'appelle CA1 (cf nomenclature en annexe). Pour cette expérience et les expériences de sensibilité ci-dessous, la température de surface correspond à un cycle annuel moyen, moyenne des années 79 à 89 des SST AMIP. La constante solaire est 1365 W/m² et le CO₂ est fixé à 345 ppm.

Les expériences couplées ont mis en évidence que le non équilibre énergétique de cette version du modèle était à l'origine de la dérive importante (d'environ 4°C en 20 ans) en mode couplé (Braconnot et al. 1997). En effet, les bilans de chaleur au sommet de

Expérience	SW (W/m ²)	LW (W/m ²)	Bilan (W/m ²)
CA1	252	237	15
CJ3	252	237	15
CJ6	250	238	12
CJ7	241	238	3

Tab. 1 : Bilan de chaleur au sommet de l'atmosphère pour différentes simulations (cf nomenclature en annexe)

Expérience	SW (W/m ²)	LW (W/m ²)	LE (W/m ²)	HS (W/m ²)	Bilan (W/m ²)
CA1	197	64	99.6	17.8	15.5
CJ3	197	63.7	99.1	18.4	16
CJ6	195	63.7	100.8	19.7	11
CJ7	182	63.5	100.6	19.6	-1

Tab. 2 : Bilans de chaleur à la surface de l'océan pour différentes simulations (cf. nomenclature en annexe)

l'atmosphère (Tab. 1) montrent pour cette version du modèle (CA1) un gain de chaleur de l'ordre de 15W/m² pour le système océan-atmosphère. Ce gain de chaleur se retrouve à la surface de l'océan (océan plus glace de mer) (Tab. 2). Le bilan global du rayonnement solaire au sommet de l'atmosphère (256W/m²) est à l'origine de ce déséquilibre.

Une analyse du cycle saisonnier moyen effectuée par Virginie Lorant (1996) au cours de son stage de DEA, a montré que ce rayonnement solaire excessif était principalement le reflet d'un déséquilibre dans les latitudes moyennes. Par exemple, la boîte Pacifique nord, représentative du comportement du modèle, présente en été un gain de chaleur de 80 à 100 W/m² supérieur aux données d'Esbensen et Kushnir (1981) (Fig. 1). Ce gain de chaleur est essentiellement dû à un rayonnement solaire trop important en surface. Le comportement du rayonnement solaire est le même dans la version couplée (CPL) et forcée (ATM), ce qui nous a permis d'affirmer que le chauffage trop important des moyennes latitudes dans le modèle couplé était le reflet d'un défaut de la composante atmosphérique. Ce défaut, déjà présent dans la version antérieure de modèle (Bony et Le Treut (1992), se retrouve dans de nombreux modèles d'atmosphère (Gleckler et Weare (1995).

Le déséquilibre énergétique du modèle est marqué par des températures de l'air trop chaudes aux moyennes latitudes en moyenne annuelle, comme le montre la figure 2. Les différences les plus importantes avec la climatologie de Legates et Willmott (1990a) se situent en Eurasie, au Groenland et en Antarctique et peuvent dépasser 5°C. En moyenne zonale (non montré), les régions polaires sont trop chaudes tout au long de l'année alors que

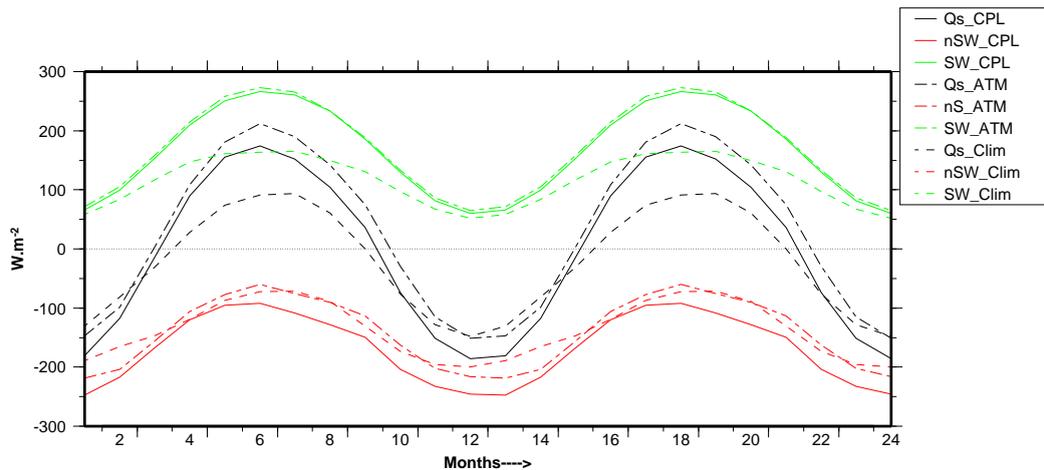


Fig. 1: Flux de chaleur à la surface de l'océan pour une boîte Pacifique nord. Le flux de chaleur total (Q) est décomposé en une composante solaire (SW) et non solaire (nSW) (ondes longues + chaleur latente + chaleur sensible). Comparaison de la version LMD5.3 standard couplée (CPL), et non couplée (ATM, simulation CA1) et des flux d'Esbensen et Kushnir.

dans les moyennes latitudes seules les périodes estivales sont concernées. Dans les hautes latitudes, le lien entre les températures trop chaudes et le rayonnement solaire trop important est moins direct. Nous montrerons plus loin que la diffusion dans la couche limite joue un rôle important dans ces régions. On remarque aussi une tendance à être trop froid vers 30N en Himalaya et sur le plateau Tibétain. C'est le reflet de températures hivernales trop froides dans ces régions. Cette tendance à une simulation trop froide se retrouve aussi dans les subtropiques au cours de l'hiver de l'hémisphère sud.

Une autre caractéristique de la simulation, ayant tendance à s'amplifier en mode couplé, apparaît sur la simulation de l'ITCZ dans les régions tropicales. La comparaison des moyennes annuelles des précipitations simulées avec les estimations de Legates et Willmott (1990b) (fig. 2) montre que l'ITCZ est assez pincée dans l'océan Pacifique et s'étend de façon continue sur tout le bassin. La signature de la SPCZ dans l'ouest Pacifique est très faible et la mousson du sud-ouest asiatique n'est pas assez marquée. La circulation d'hiver dans l'ouest pacifique est mal représentée, les vents d'ouest ne pénétrant pas assez vers l'intérieur du bassin, et le maximum d'intensité de l'alizé du sud-est est déplacé vers le centre du bassin.

A.3.2. Surface moyenne

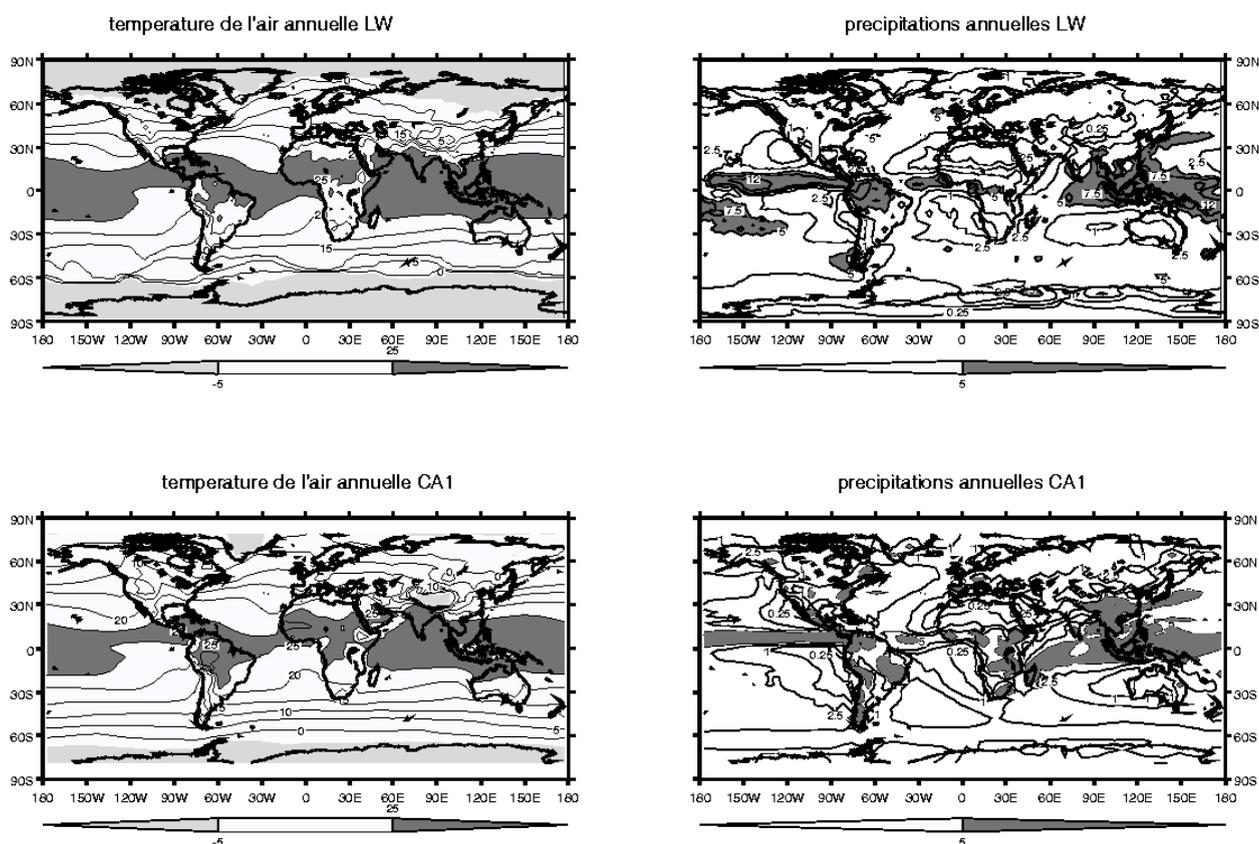


Fig. 2 :Température de l'air annuelle (en °C) (gauche) et précipitations annuelles (en mm/j) (droite). Comparaison de la version LMD5.3 standard (CA1) avec les données de Legates et Willmott (1990a, 1990b).

La séparation des flux en surface entre l'océan et la glace de mer a été implantée en deux étapes. Dans un premier temps, la formulation faisant intervenir les quantités moyennes en surface (température, rugosité, etc..) a été revue, suivant le modèle développé en A 2.1. Dans cette version, la température de la glace de mer est conservée d'un pas de temps à l'autre. La simulation de référence pour cette version est CII (annexe 2).

La figure 3 montre que l'impact de cette modification est limité aux hautes latitudes, où la température de l'air est plus froide en moyenne annuelle. Les régions où les couvertures de glace de mer sont comprises entre 50 et 98% sont les plus affectées. Ainsi, les différences les plus importantes par rapport à la version standard (CA1) sont localisées au nord du Spitzberg, au nord de l'Eurasie et dans le détroit de Behring, où elles atteignent -2°C. En Antarctique, les différences avec CA1 sont voisines de 1°C et sont situées au sud de l'Australie et entre les mers de Weddel et de Ross. Au cours de l'année, ce sont les

périodes (hiver et inter-saisons) où les couvertures de glace sont les plus importantes que les températures de l'air sont le plus affectées. Les températures estivales sont en revanche peu modifiées.

Pour visualiser le cycle saisonnier des températures et les flux échangés à l'interface océan-atmosphère dans les hautes latitudes, les différents champs ont été moyennés sur l'océan et la glace de mer entre 50°N et 90°N (figure 4) et entre 50°S et 90°S (figure 5) respectivement. On peut voir sur la figure 5 que dans les hautes latitudes de l'hémisphère

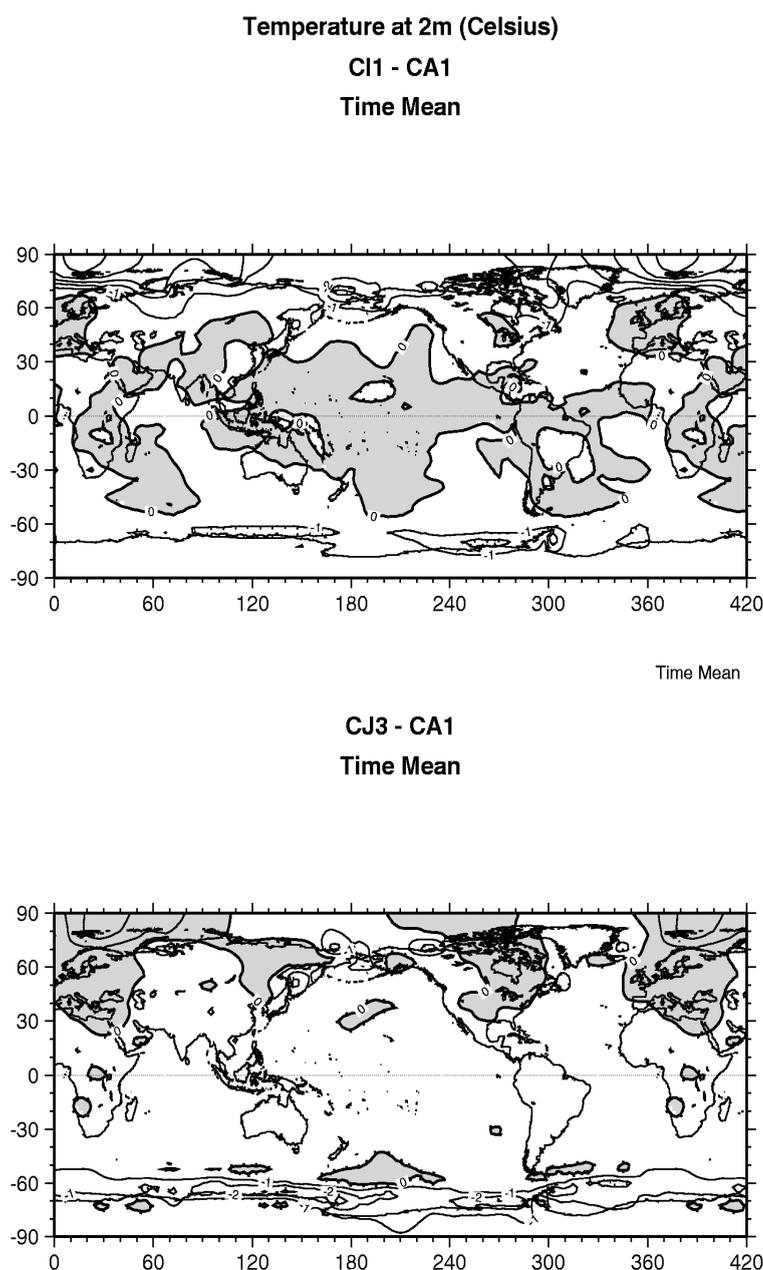


Fig. 3.: Moyennes annuelles des températures de l'air. En haut : CI1 - CA1, en bas CJ3-CA1. Cf. Tab A1 en annexe pour la nomenclature

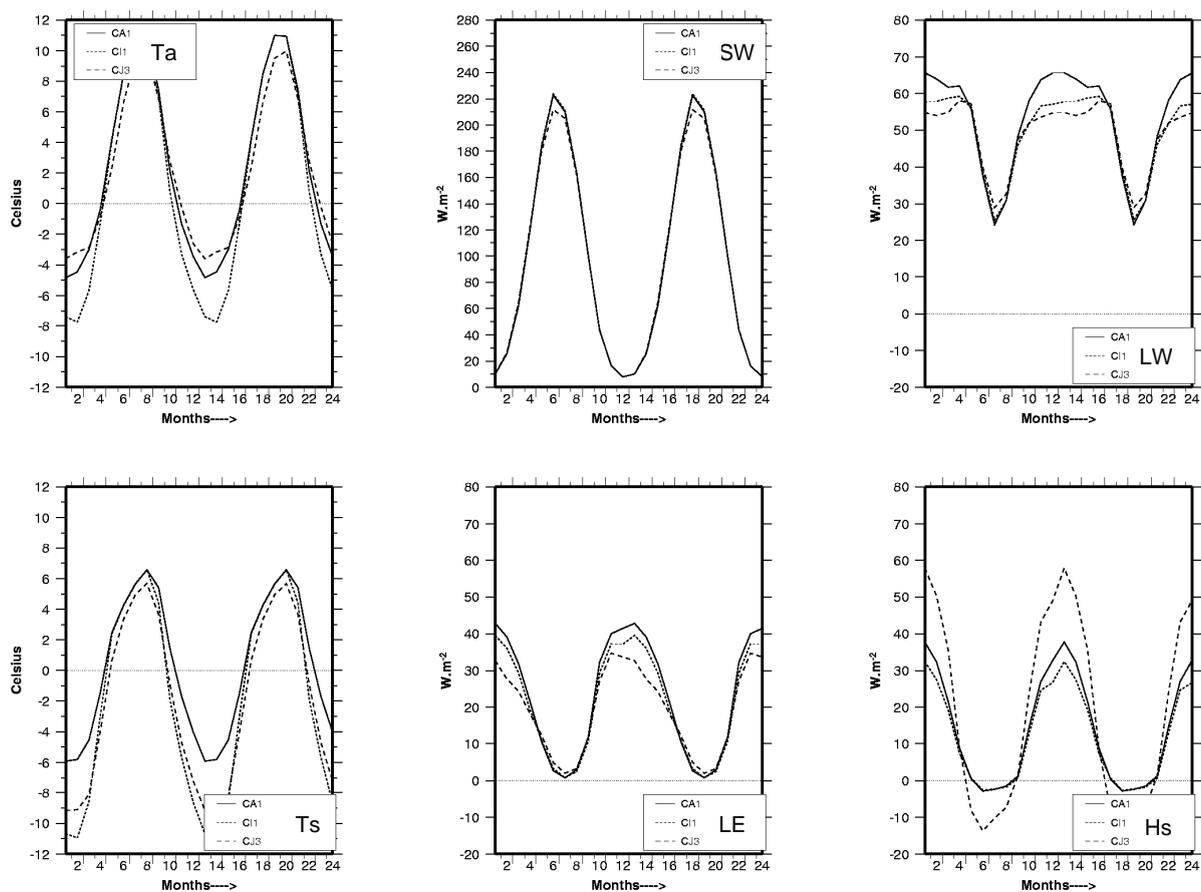


Fig 5 : Température de l'air (T_a), température du sol (T_s), rayonnement solaire net (SW), rayonnement onde longue net (LW), chaleur latente (LE) et chaleur sensible (H_s) en moyenne à la surface de l'océan et de la glace de mer pour une région comprise entre $50^{\circ}N$ et $90^{\circ}N$.

nord, la température de l'air suit le refroidissement de la température du sol (moyenne pondérée de la température de la glace de mer et de l'océan). Le refroidissement maximal a lieu en hiver et atteint $7^{\circ}C$ pour le sol et $3^{\circ}C$ pour l'air. Les températures sont similaires à celles de la simulation de contrôle (CA1) en été. Le changement de paramétrisation en surface ne modifie pas le rayonnement solaire en surface. Il réduit en revanche l'émission infrarouge d'environ $15W/m^2$. A ces latitudes un changement de température de $1^{\circ}C$ conduit à une modification directe du rayonnement onde longue de $3W/m^2$. La diminution simulée est donc une réponse directe à la baisse de température en surface. De même, les flux de chaleur latente et sensible sont légèrement diminués. Dans les périodes de plus froide température au sol, les profils verticaux sont plus stables, ce qui tend à limiter les échanges océan atmosphère, et donc les flux latent et sensible.

On retrouve les mêmes grandes caractéristiques pour l'hémisphère sud. Les températures moyennes au sol et à 2m sont cependant moins froides, ce qui provient principalement d'une plus grande proportion d'océan libre dans la boîte choisie. L'amplitude du cycle saisonnier des flux de surface est, comme pour la température, moins important que dans l'hémisphère nord

A.3.3.Sous -surfaces

Les flux ont ensuite été différenciés par sous surface, suivant la formulation développée en A.2.2. La simulation de référence pour cette version du modèle est CJ3 (Tab. A1). On peut signaler qu'une expérience intermédiaire, non montrée ici, a été effectuée sans tenir compte de la répartition des flux radiatifs dans le calcul de la température de surface de la glace de mer. Les températures de surface ainsi simulées étaient moins froides que dans la dernière approche. En effet, en raison de la différence importante d'albédo entre la glace et l'océan, l'absorption du rayonnement solaire est environ 20W/m^2 plus faible à la surface de la glace. Aux températures plus froides de cette surface correspond également une émission onde longue plus faible, de l'ordre de $3\text{W/m}^2\text{C}$, qui n'est pas suffisante pour contrecarrer le déficit de rayonnement solaire. Le bilan radiatif redistribué selon A2.2.3. favorise donc des températures plus froides sur la banquise.

Comme pour la version précédente (CI1), l'impact de la nouvelle paramétrisation de surface est surtout marqué aux hautes latitudes, avec quelques répercussions aux moyennes latitudes de l'HN liées aux changements induits d'advection (fig. 3). En moyenne annuelle, les différences de température de l'air avec la simulation de référence sont plus complexes que pour CI1 (fig. 3). Elles traduisent un refroidissement de l'Atlantique nord, du Groenland et de la région de Behring, ainsi qu'un réchauffement plus au nord sur l'océan arctique. Autour de l'Antarctique, les nouvelles températures simulées sont en moyenne plus froides.

Les modifications de la température de l'air ne suivent pas toujours les changements simulés en surface. En effet, pour la région s'étendant de 50°N à 90°N définie précédemment, la température du sol est de 2,5°C plus froide pour CJ3 en hiver par rapport à la simulation de contrôle (CA1). En été, un léger refroidissement est également simulé. En revanche, la température de l'air est plus chaude de 1°C en moyenne en hiver et plus froide de 1°C en été, diminuant ainsi l'amplitude du cycle saisonnier. Les fluctuations de la température de l'air suivent les modifications du flux de chaleur sensible en surface. En hiver, les profils de température sont très différents entre la glace de mer et l'océan. Les

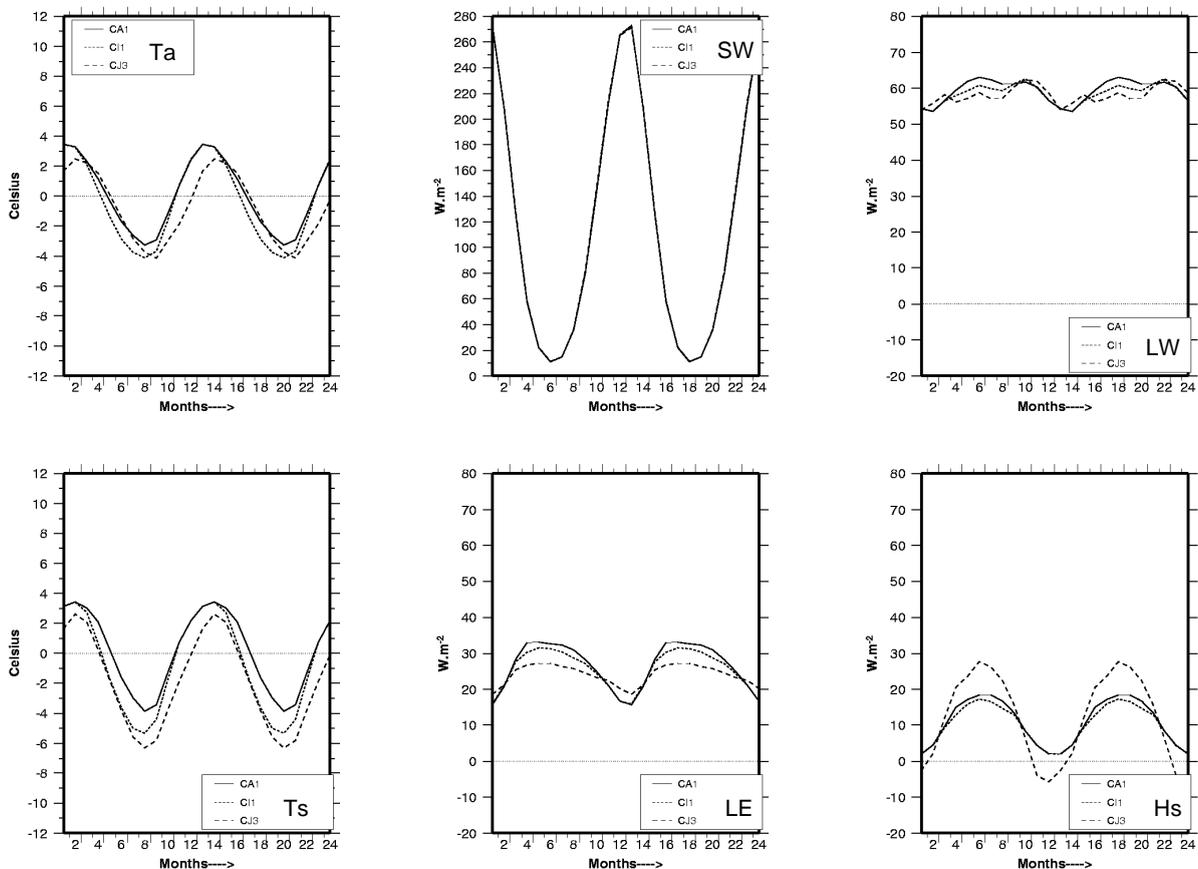


Fig. 6 : Comme la fig.5 pour une région s'étendant de 50°S à 90°S.

flux de chaleur sensible sont pratiquement inhibés sur les surfaces englacées alors qu'ils sont très actifs sur les portions d'eau libre. La séparation des flux en surface favorise alors un gain de chaleur sensible dans les basses couches de l'atmosphère. La chaleur latente est moins affectée, principalement parce que l'humidité saturante varie peu en fonction de la température dans ces régions. Ces résultats présentent des similarités avec la comparaison de Grötzner et al. (1994) entre une simulation de référence pour laquelle la maille est soit océanique soit totalement englacée, et une simulation pour laquelle la glace peut être fractionnaire dans une maille et les flux calculés d'une façon très proche de la notre. La principale différence avec leurs résultats est le flux infrarouge qui est accru dans leur cas alors qu'il est diminué dans CJ3. Cette différence doit s'expliquer par un plus grand changement de type de surface dans l'étude de Grötzner et al. (1994) que dans la notre, où quelle que soit la version étudiée, la glace est fractionnaire dans la maille. Les changements importants des flux de chaleur sensible ont également été simulés par Grenier (1997). L'analyse des champs de pression au niveau de la mer montre aussi que, comme dans les études mentionnées ci-dessus, nous avons tendance à diminuer la pression de surface dans les régions polaires d'environ 5 hPa.

De nouveau, les résultats de l'HN sont transposables à l'HS. On peut cependant remarquer que le nouveau calcul des flux en surface a un impact sur le cycle saisonnier en décalant d'environ un mois les maxima et minima de température (Fig. 6).

Ce changement de paramétrisation en surface aura certainement un impact en mode couplé, les échanges océan atmosphères étant favorisés dans les portions d'eau libre ou leads. En mode forcé, il ne permet pas un meilleur équilibre global du modèle (Tab. 1 et tab. 2). Le rayonnement solaire n'est pas affecté par la paramétrisation et les principaux biais du modèle subsistent. En particulier, le rayonnement solaire est trop important aux hautes latitudes en été et les températures simulées sont trop chaudes dans les régions polaires.

B. VERS UN MODELE MIEUX ÉQUILIBRÉ.

La modification du calcul des flux de surface sur les mailles englacées permet une meilleure prise en compte des échanges océan-atmosphère aux hautes latitudes, mais ne suffit pas à mieux équilibrer le modèle. Un ensemble de simulation a donc été entrepris, visant à : équilibrer le modèle, avoir des températures plus froides dans les régions polaires, avoir une meilleure représentation de la circulation tropicale en mode couplé.

B.1. Impact d'un seuil sur le coefficient de frottement en surface dans les situations stables (CJ4).

Au cours de sa thèse, Valérie Masson (1996) a montré que dans les hautes latitudes des différences de température importantes entre le sol et l'air existaient avec la version 5.3 du modèle du LMD dans les situations stables; et que dans ce cas, les flux de surface étaient complètement inhibés. Ceci est bien illustré par les profils verticaux de température en juillet pour les points situés en Antarctique (fig. 7) et en janvier pour les points situés au Groenland (fig. 8). Pour ces deux régions, on remarque que les profils de la simulation CJ3, similaires à ceux de la simulation de contrôle CA1, présentent une différence de température entre le premier niveau du modèle et la surface de 25 à 50°C. Ces situations de forte stabilité sont mal représentées par les lois aérodynamiques globales utilisées pour

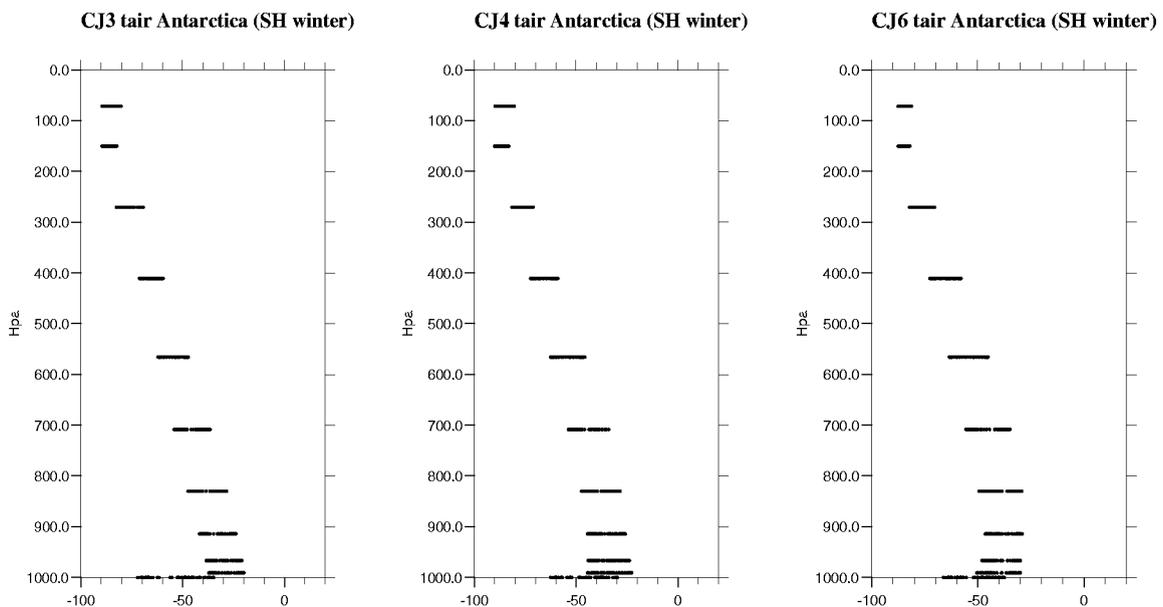


Fig. 7 : Profils de température pour les points situés en Antarctique. Comparaison des simulations CJ3, CJ4 et CJ6. (cf. nomenclature en annexe)

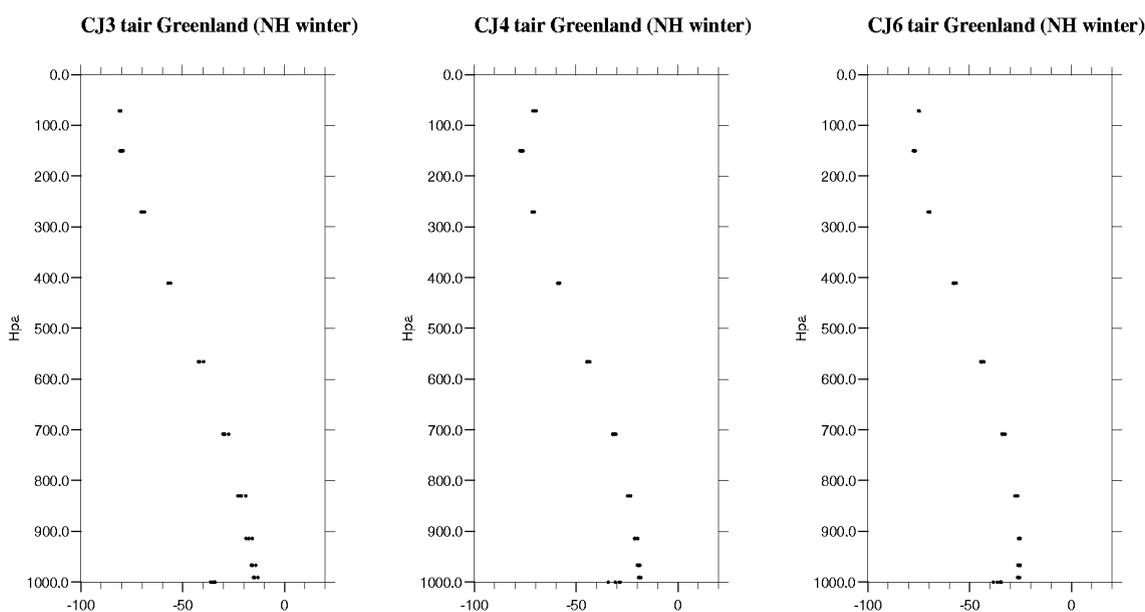


Fig. 8: Profils de température pour les points situés au Groenland et les simulations CJ3, CJ4 et CJ6 (cf. nomenclature en annexe).

calculer les coefficients de frottement. La paramétrisation du coefficient de frottement fait intervenir un coefficient neutre et une fonction du nombre de Richardson. Cette dernière a été limitée à 0.1 pour permettre de faibles échanges avec la surface. La même procédure a été adoptée par Krinner et Genton (1997) dans la version LMDz du modèle pour une meilleure représentation des échanges en Antarctique.

Cette modification, testée dans la simulation CJ4, diminue les écarts de température entre le premier niveau du modèle et le sol et conduit à un léger réchauffement de ce dernier (fig. 7 et fig. 8).

B. 2 Diminution du seuil de diffusion verticale dans la couche limite (CJ5 et CJ6)

Krinner et Genton, (1997) ont aussi montré que dans les régions polaires, le seuil de diffusion dans la couche limite au-dessus de la couche de surface est trop grand. Ces régions ont une forte stabilité verticale. Une diffusion verticale trop importante apporte trop de chaleur dans les basses couches de l'atmosphère. C'est ce qui peut expliquer la forme des profils verticaux de température dans ces régions (fig. 7 et 8). Le pic de température au 1er niveau du modèle dans la simulation CJ3 résulte de la conjonction entre une diffusion trop forte des niveaux supérieurs et une diffusion quasiment nulle avec la surface.

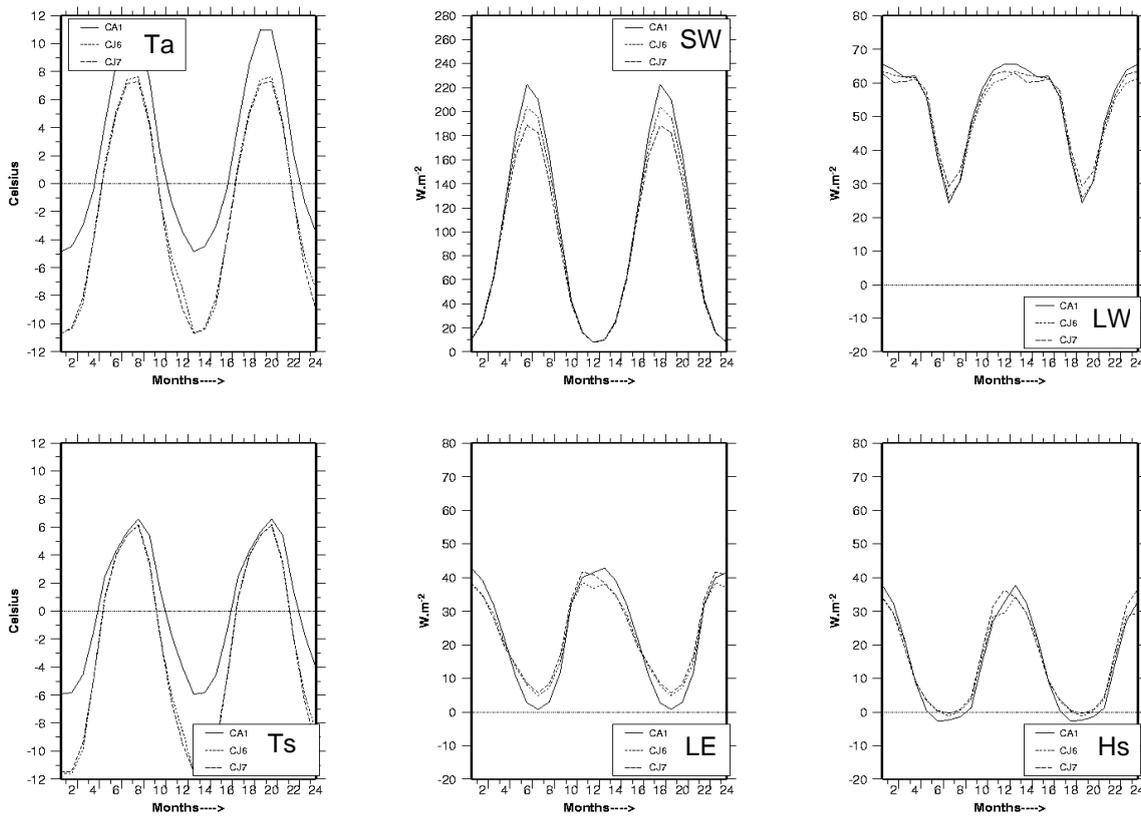


Fig. 9.: Température de l'air (T_a), température de surface (T_s), rayonnement solaire net (SW), rayonnement onde longue net en surface (LW), chaleur latente (LE), chaleur sensible (H_s en moyenne à la surface de l'océan et de la glace de mer pour une région comprise entre $50^\circ N$ et $90^\circ N$).

Une modification du seuil de diffusion a une répercussion très importante sur la température des hautes latitudes, comme on peut en juger par les résultats de la simulation CJ6 (fig. 7 et 8). Dans la couche limite, au-dessus de la couche de surface, la valeur minimale du seuil de diffusion dans la simulation de contrôle est $ks_2 = 10^{-6}$. Deux valeurs ont été testées 10^{-8} et 10^{-7} . La première semble devoir être rejetée car elle conduit à un assèchement des basses couches de l'atmosphère dans certaines régions. La valeur 10^{-7} a été retenue. Elle conduit à une baisse de température de 10 à $20^\circ C$ dans les premiers niveaux du modèle. Sur les parties océaniques (océan + glace de mer), et les régions polaires au-delà de $50^\circ N/S$, le cycle saisonnier de la température de l'air est renforcé. La température diminue en Arctique de $4^\circ C$ en été et $5^\circ C$ en hiver (fig. 9) et en Antarctique de $1,5^\circ C$ en été et $4^\circ C$ en hiver). Ces variations de la stabilité de l'air affectent également les flux de chaleur à l'interface air-mer (fig. 9 et 10) ainsi que leur cycle saisonnier.

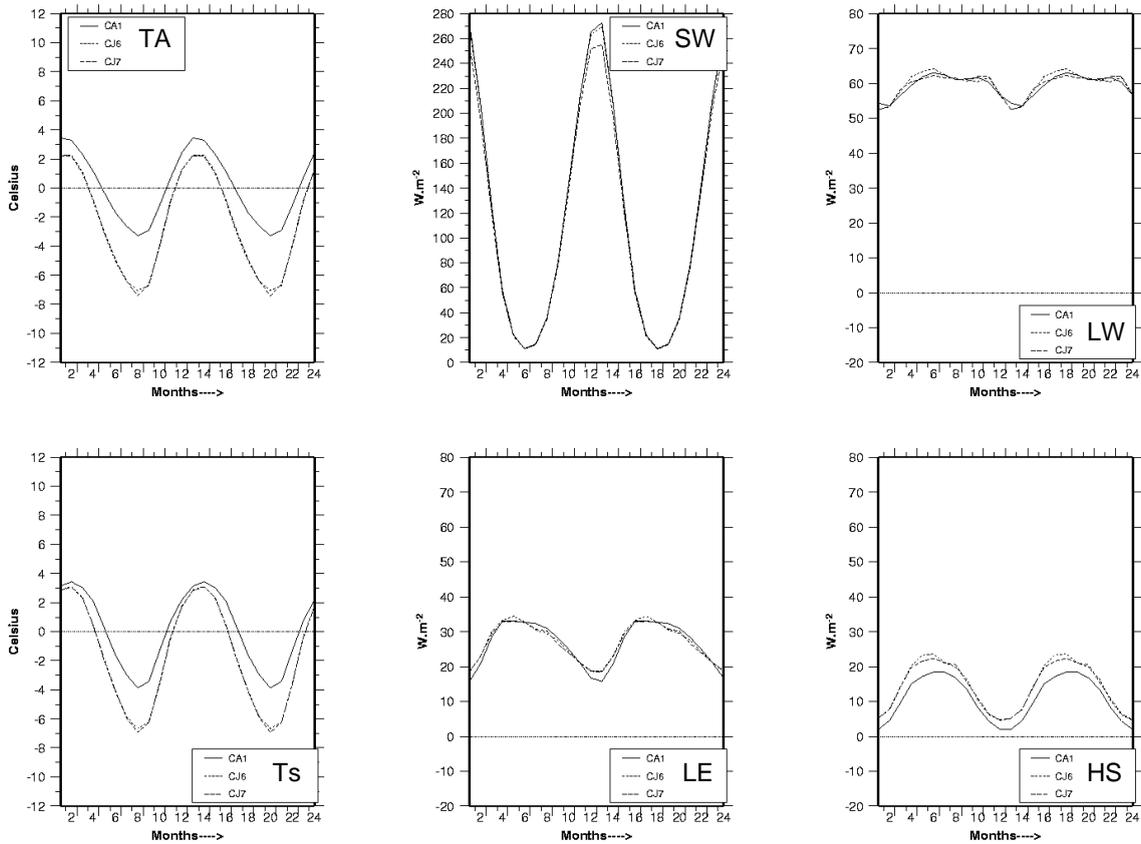


Fig. 10 : comme la fig. 9 pour une région comprise entre 50°S et 90°S.

La répartition des nuages a également été modifiée. Dans l'ensemble il y a moins de nuages hauts dans la simulation CJ6, comme l'indique la moyenne zonale de l'eau liquide des nuages pour les mois de janvier et juillet (fig. 11). Il y a en particulier moins d'eau à haut niveau (~ 300 Hpa) dans les régions tropicales. Aux moyennes latitudes on note aussi une meilleure couverture de nuages bas. La répartition géographique des nuages est également affectée. Des nuages bas apparaissent sur les bords est des bassins océaniques, comme on peut le voir sur la figure 13 dans l'océan pacifique au mois de juillet.

Cette modification, qui change la nature des nuages, en favorisant les nuages bas, a un impact sur le bilan énergétique global du modèle. Les nuages bas plus réfléchissants limite le rayonnement solaire en surface, et le déficit en eau en altitude limite l'effet de serre. Au sommet le déséquilibre énergétique passe ainsi de 15W/m² à 12W/m² (Tab. 1).

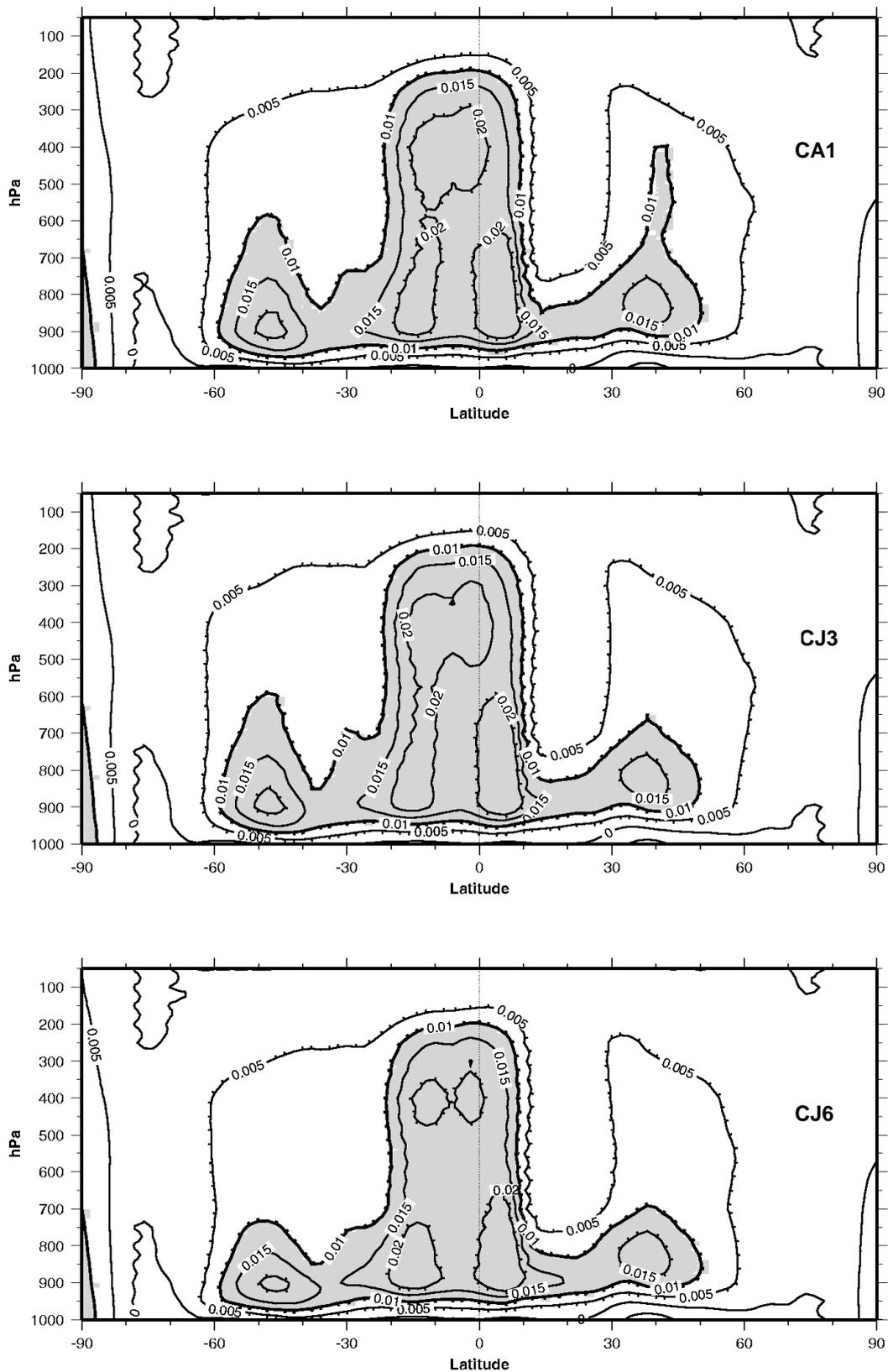


Fig. 11 : moyenne zonale de l'eau liquide dans l'atmosphère. Comparaison des simulations CA1, CJ3 et CJ6 pour le mois de janvier

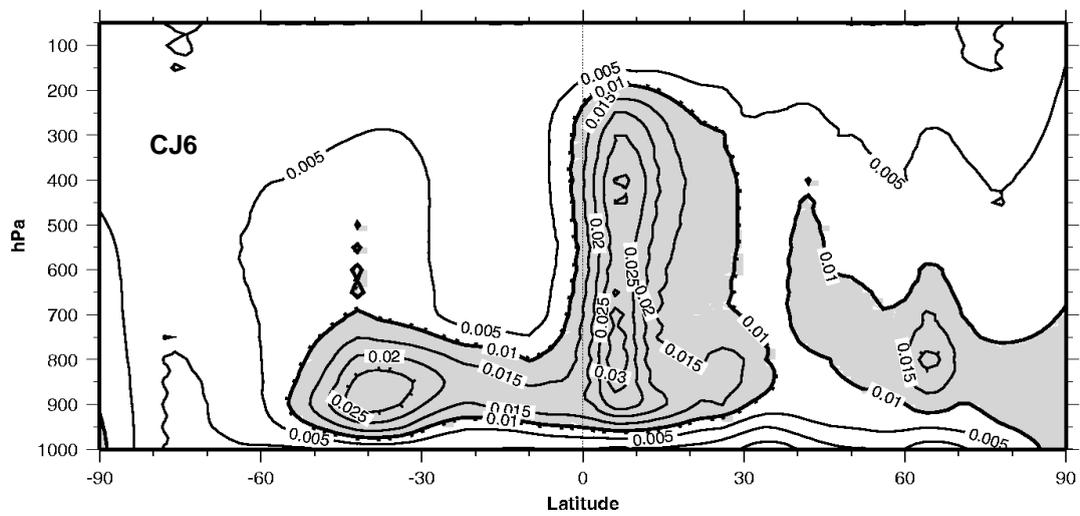
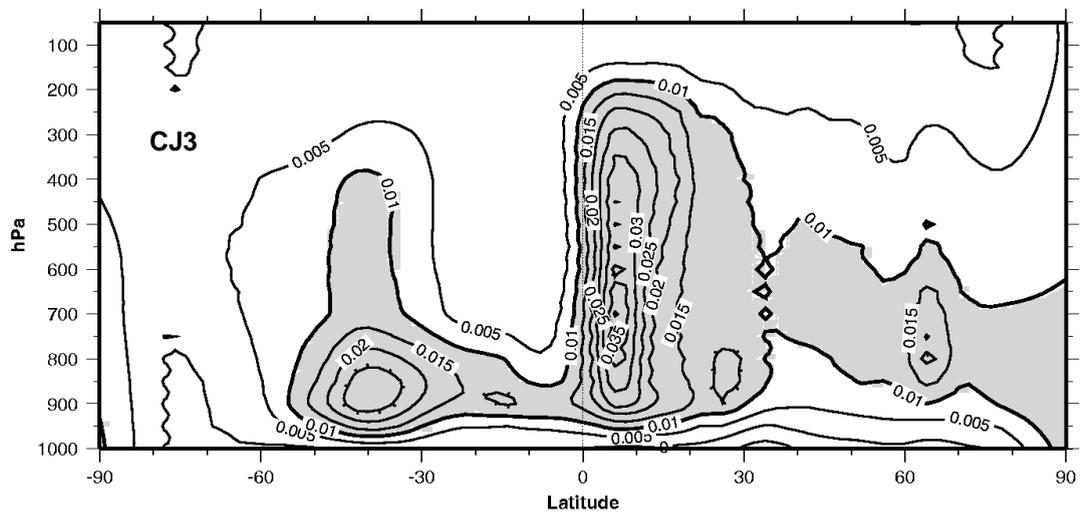
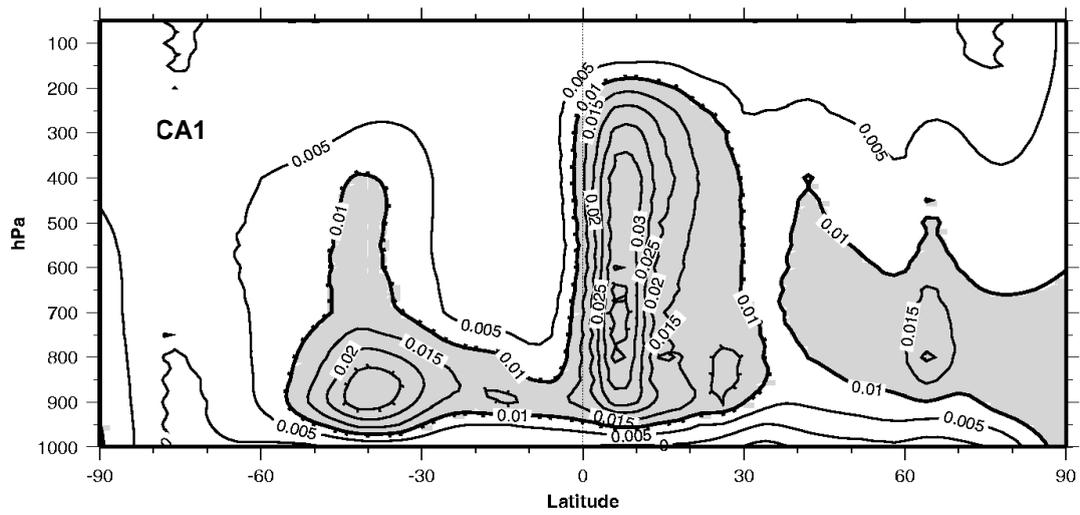


Fig. 12 : Comme la fig. 11 pour le mois de juillet.

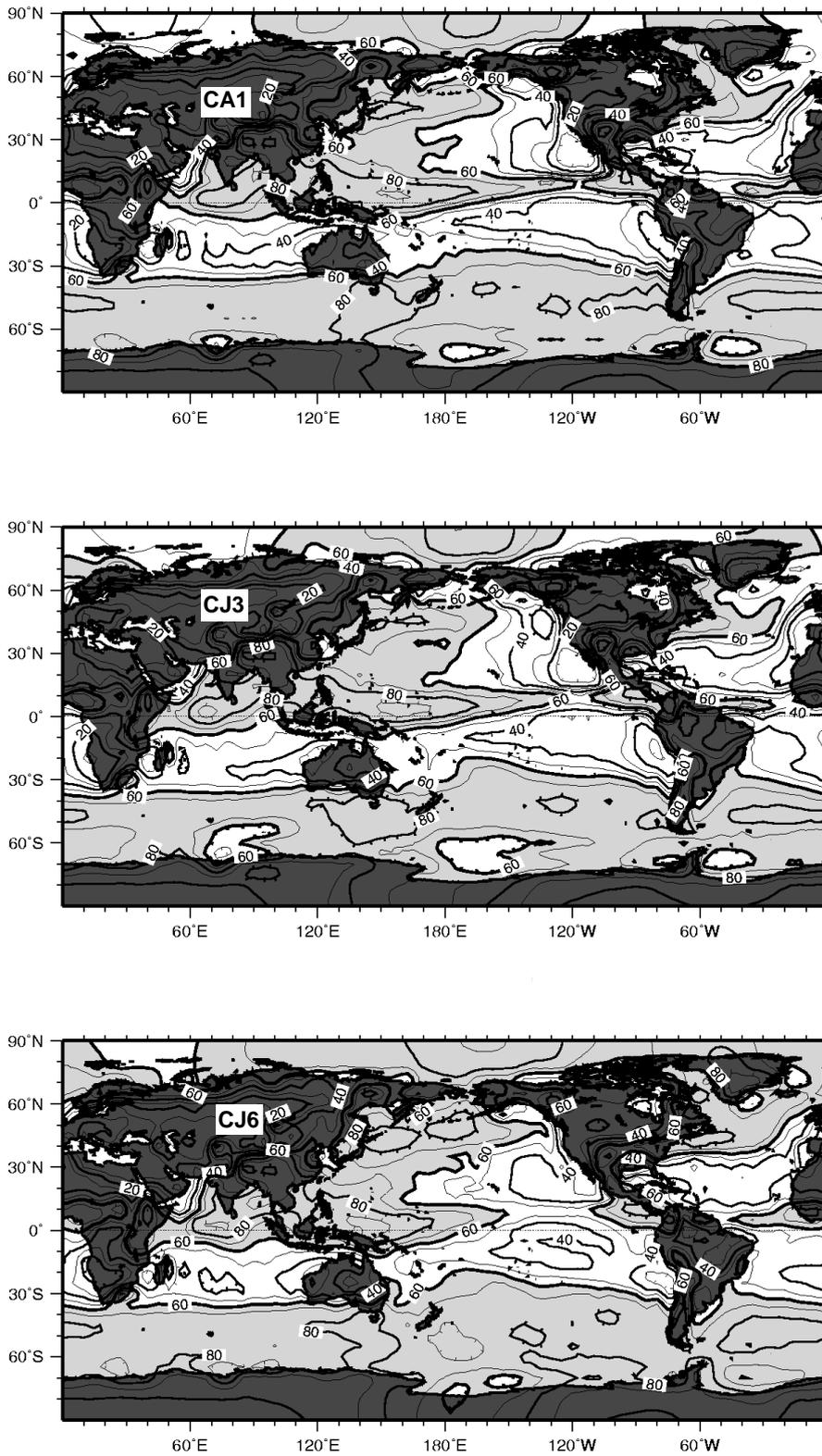


Fig. 13 : Couverture nuageuse totale (en %) pour le mois de juillet. Comparaison des simulations CA1, CJ3 et CJ6.

B.3. La taille des gouttes et la friction due à la convection profonde.

Le rayonnement solaire trop important en surface est aussi le résultat d'un albédo des nuages trop faible. La taille des gouttes joue un rôle important sur les propriétés optiques des nuages. Dans la version 5.3 du modèle, la taille des cristaux de glace est fixée à $40\ \mu\text{m}$ et celle des gouttes d'eau à $20\ \mu\text{m}$. Cette dernière est jugée un peu élevée. Si l'on en croit la littérature, la taille des gouttes se situe plutôt autour de $10\ \mu\text{m}$.

Une expérience de sensibilité à la taille des gouttes a donc été effectuée. Les résultats montrent qu'en moyenne zonale, le rayonnement solaire est diminué d'environ $10\text{W}/\text{m}^2$ à toutes les bandes de latitude (fig. 14). En moyenne annuelle le gain de chaleur au sommet de l'atmosphère est diminué de $10\text{W}/\text{m}^2$, ce qui est assez spectaculaire. En revanche, l'allure des courbes est similaire à celle de la simulation de contrôle, et le rayonnement est toujours trop important aux latitudes moyennes.

La simulation CJ7 inclut également une diminution de moitié du mélange dû à l'entraînement convectif. Cette modification limite les vents d'alizés du SE dans l'océan Pacifique à la fois en intensité et en extension et permet un meilleure SPCZ en hiver. La signature de cette dernière apparaît clairement sur la carte de précipitation de janvier (fig.

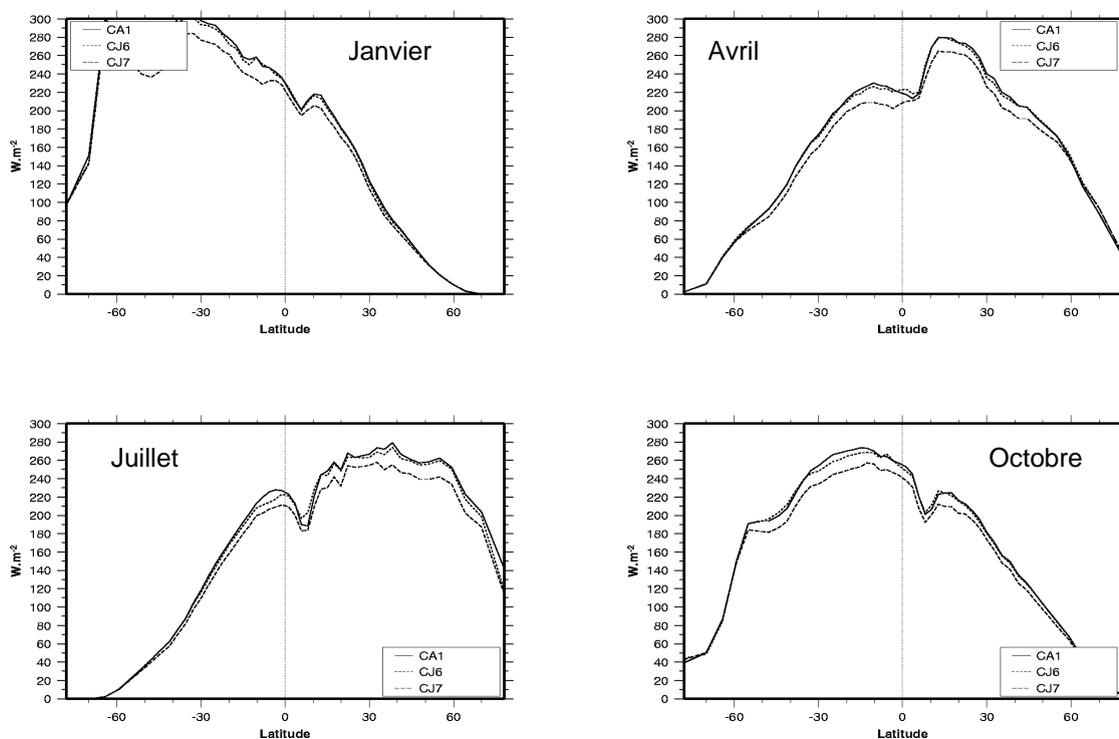
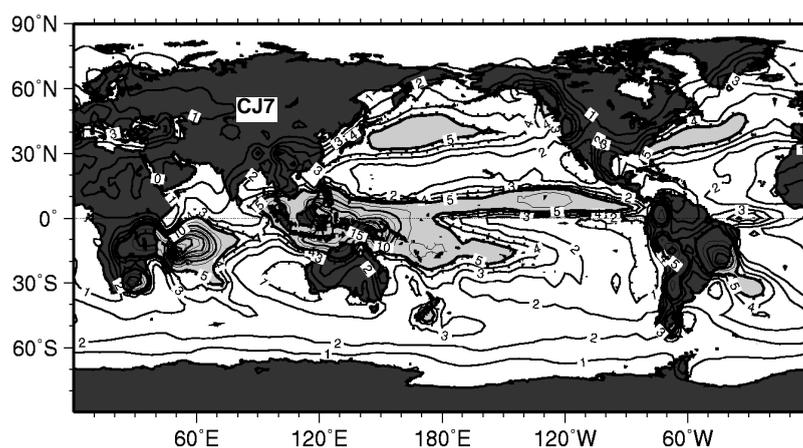
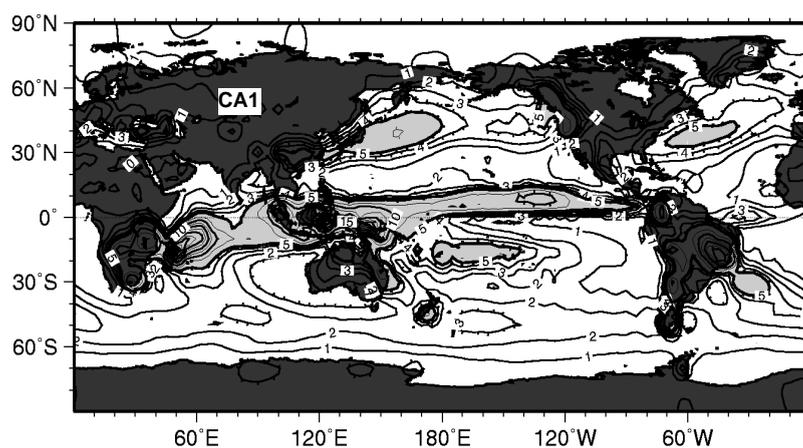


Fig. 14 : Moyenne zonale du rayonnement solaire net à la surface pour 4 mois (janvier, avril, juillet et octobre), représentatifs des 4 saisons. Comparaison des simulations CA1, CJ6 et CJ7.



15).

Fig. 15 : Précipitations totales (mm/j) pour le mois de janvier, comparaison des simulations CA1 et CJ7.

B. 4. Bilan

La meilleure prise en compte des surfaces englacées dans le calcul des flux à l'interface air-mer et les différentes modifications de paramètres décrites ci-dessus conduisent à une bien meilleure représentation des hautes latitudes avec la version 5.3 du modèle du LMD. En particulier, le biais chaud du modèle au-delà de 50°N a été supprimé, et les couches atmosphériques de surface refroidies de 10 à 20°C. La circulation d'hiver dans le Pacifique

ouest a également été améliorée avec la présence en hiver d'une SPCZ plus marquée que dans la simulation de contrôle.

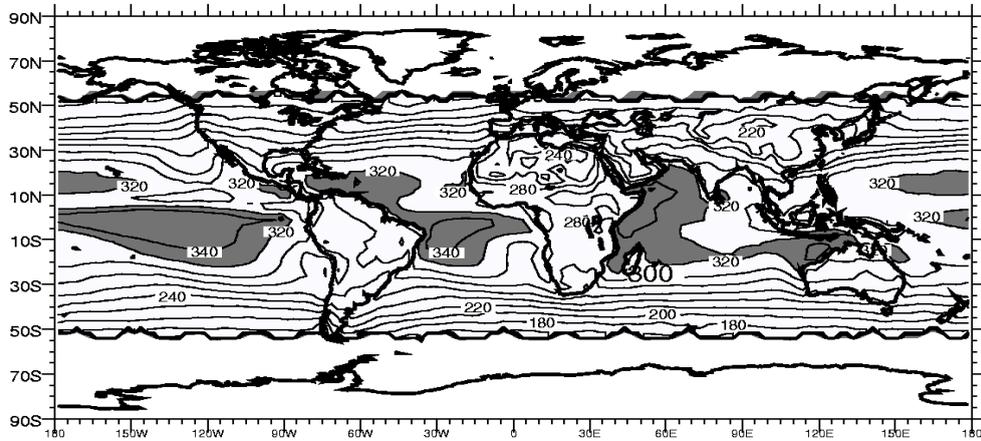
Avec la dernière version (simulation CJ7) l'équilibre énergétique au sommet de l'atmosphère est atteint. Nous pouvons espérer obtenir ainsi une simulation couplée stable, la dérive des simulations couplées réalisées avec la version de contrôle (simulation CA1) ayant principalement été attribuée au non équilibre énergétique global de cette version (Braconnot et al 1997). Nous avons donc choisi cette version du modèle d'atmosphère comme composante du modèle couplé pour réaliser une simulation couplée longue (100 ans).

Cependant, l'équilibre énergétique résulte essentiellement de la modification de la taille des gouttes d'eau, qui permet de diminuer de façon relativement homogène en latitude le rayonnement solaire absorbé par l'atmosphère (fig. 14). Bien qu'équilibrée, cette version présente quelques grands défauts dans la répartition géographique du rayonnement au sommet de l'atmosphère ayant des répercussions sur les températures simulées en mode couplé. Ces défauts sont déjà présents dans la version standard du modèle. Les changements successifs apportés au modèle en ont affecté l'amplitude mais peu la structure générale.

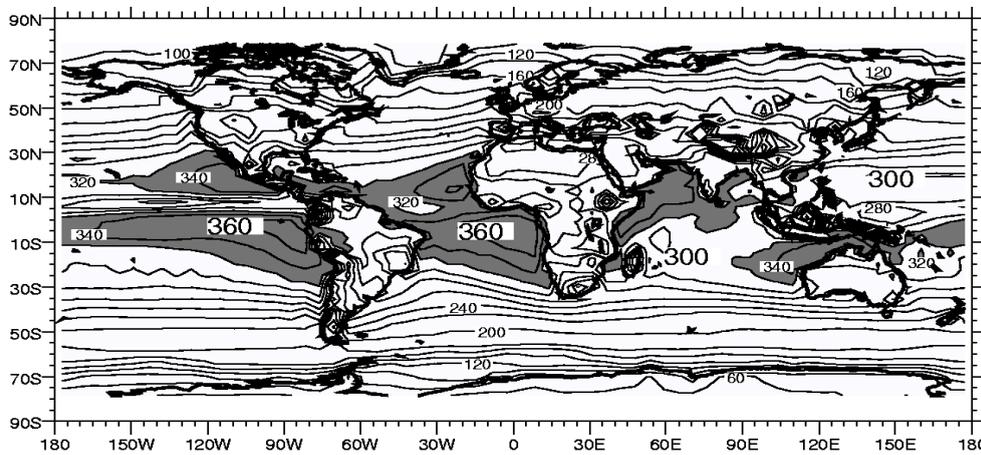
Si l'on prend comme base de comparaison la moyenne annuelle du rayonnement solaire et infra-rouge, estimées à partir des données ERBE (années 85 à 90), on constate que la version standard du modèle l'atmosphère absorbe trop de rayonnement solaire, sauf dans l'ITCZ où la forte concentration de nuages le réfléchit trop fortement (fig. 16). On note en particulier un déséquilibre entre l'est et l'ouest des bassins Atlantique et Pacifique, trop de rayonnement étant absorbé dans la partie est. Ce défaut, commun à de nombreux modèles d'atmosphère, est principalement attribué à une mauvaise représentation des propriétés optiques des nuages bas dans ces régions. Dans la version CJ7, l'absorption du rayonnement solaire est bien réduite, mais le déficit dans le Pacifique ouest est toujours présent. Dans la version standard, le rayonnement onde longue sortant (fig. 1è) a aussi tendance à être beau coup trop important dans les sub-tropiques et piégé dans les régions convectives. Ce dernier défaut est légèrement corrigé dans CJ7 car la diminution du seuil de diffusion vertical dans la couche limite du modèle a diminué la convection en altitude dans ces régions, réduisant la couverture de nuages hauts et de là l'effet de serre. La combinaison des caractéristiques du rayonnement solaire et infrarouge donne un bilan de chaleur simulé déficitaire dans la bande tropicale et un bilan excédentaire dans les moyennes et haute latitudes comparé aux données quelque soit la version (fig. 18). Le déficit de chaleur de la bande tropicale et en particulier de l'océan Pacifique ouest est même amplifié dans la nouvelle version. C'est le bilan des moyennes et hautes latitudes qui a le plus bénéficié des changements apportés au modèle et regroupés dans la version CJ7.

Cette simple analyse du modèle d'atmosphère en mode découplé explique en partie que la simulation couplée de 100 ans réalisée début 97 avec la version CJ7 du modèle soit stable et froide dans les tropiques.

Données ERBE



CA1



CJ7

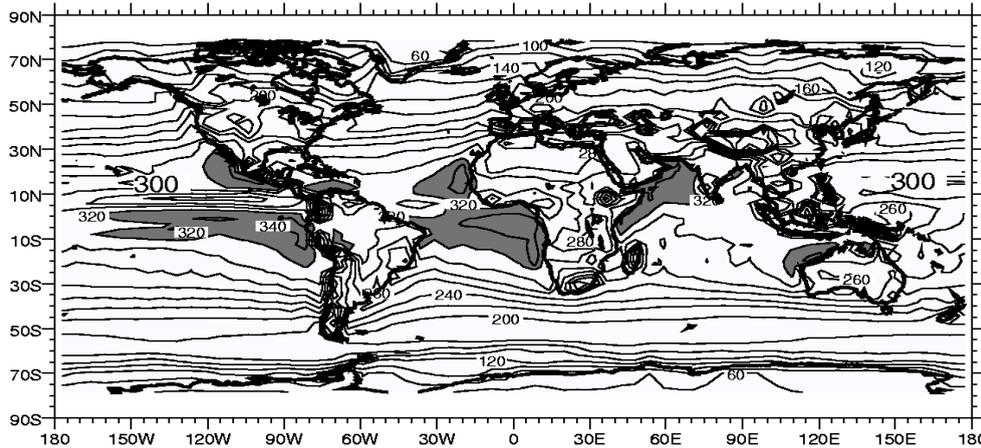


Fig. 16 : Moyenne annuelle du rayonnement solaire net au sommet de l'atmosphère (W/m^2).; comparaison des simulations CA1 et CJ7 avec les données ERBE (moyenne des années 85 à 90). Les valeurs sont positives vers le bas et grisées lorsqu'elles dépassent $320 W/m^2$.

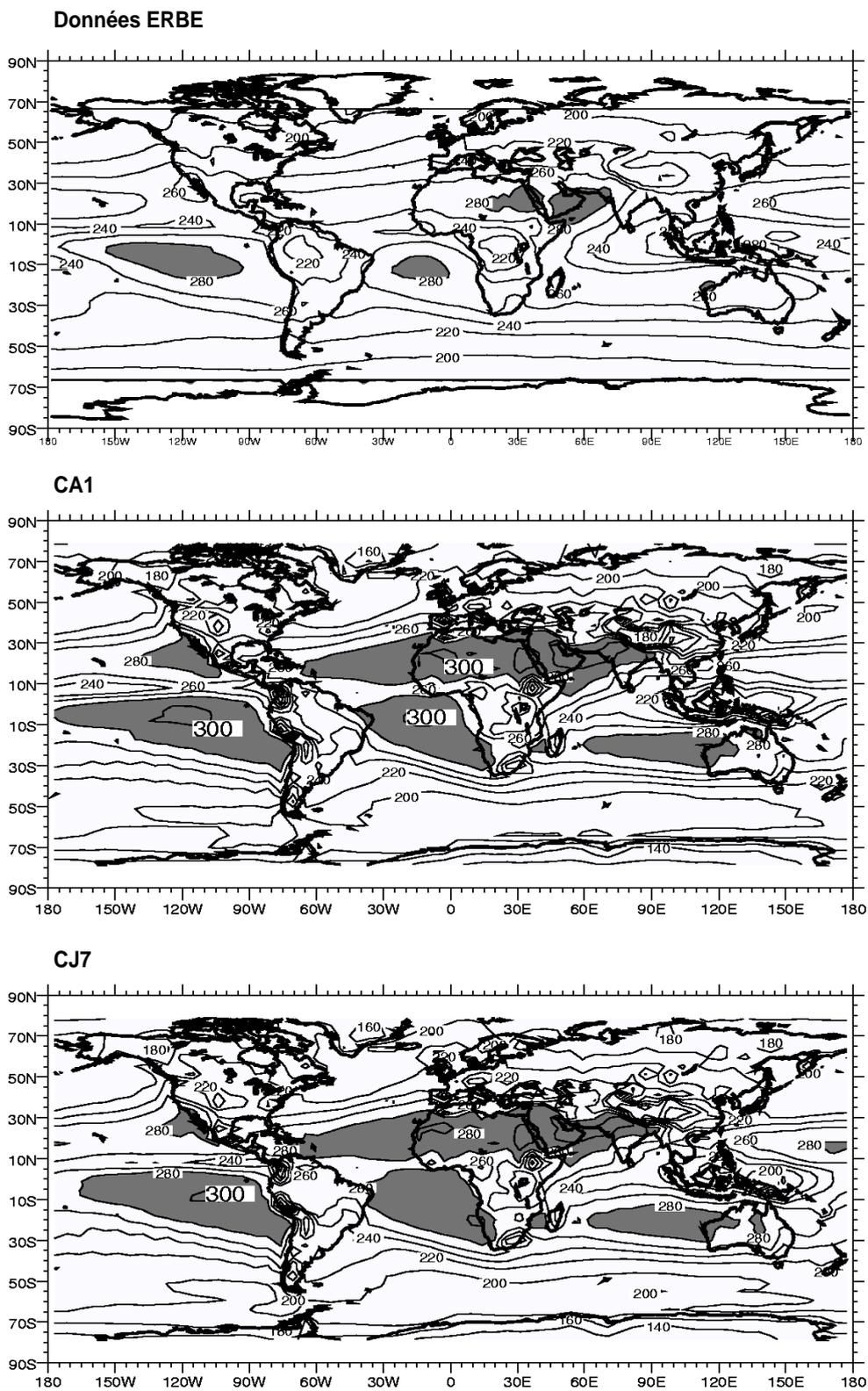


Fig. 17 : Moyenne annuelle du rayonnement onde longue net au sommet de l'atmosphère (W/m²).; Comparaison des simulations CA1 et CJ7 avec les données ERBE. Les valeurs sont positives vers le haut et grisées dès qu'elles dépassent 280 W/m².

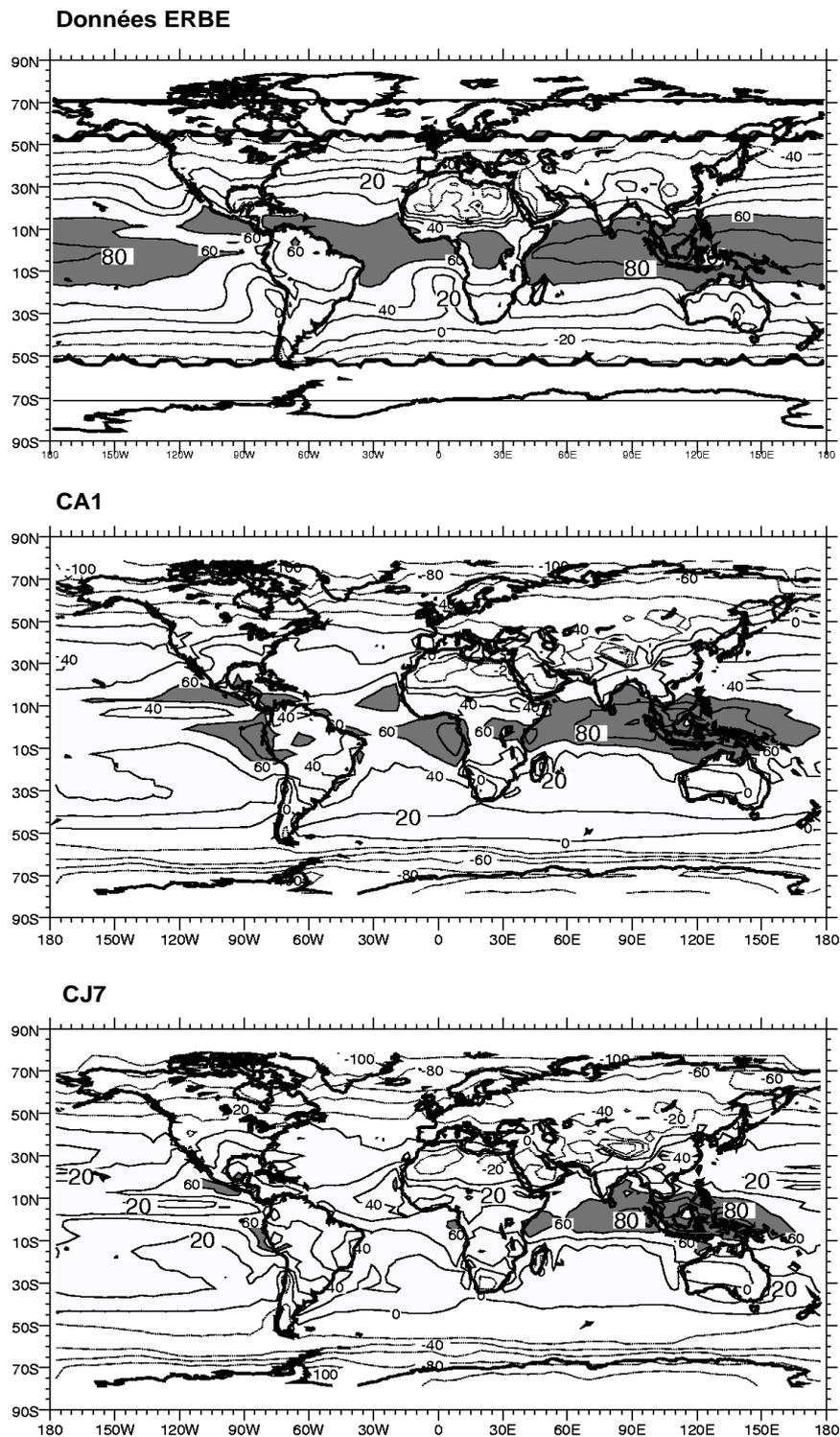


Fig. 18 : Bilan radiatif net au sommet de l'atmosphère (W/m^2); Comparaison des simulations CA1 et CJ7 avec les données ERBE. Les valeurs sont positives vers le bas et grisées au-delà de $60 W/m^2$.

REFERENCES

- Bony, S. et H. Le Treut, 1992 : Satellite Validation of GCM-simulated annual cycle of the Earth Radiation Budget and Cloud Forcing, *J. Geophys. Res.*, 96 (D16) : 18061-18081.
- Braconnot, P, O. Marti et S. Joussaume, 1997 : Adjustment and feedbacks in a global coupled ocean-atmosphere model, *Climate dynamics*, press.
- Deardoff, J.W., 1966 : The conter-gradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory, *J. Atmos. Sci.*, 23, 503-506.
- Ducoudré, N., K. Laval et A. Perrier, 1993 : SECHIBA, a new set of parametrizations of the hydrologic exchanges at the land/atmosphere interface within the LMD atmospheric general circulation model, *J. of Climate*, 6, 248-273.
- Dyer, A. J., A review of flux-profile relationship, *Boundary Layer Meteorol.*, 7, 363-372.
- Esbensen, S. K et V. Kushnir, 1981 : The heat budget of the Global Ocean : an atlas based on estimates from marine surface observations, *Climatic Res. Institution*, Oregon State Univerity, Corvallis, 29, Oregon, USA.
- Gleckler, J. P. et B. C. Weare, 1995 : Uncertainties in global ocean surface heat flux climatologies derived from ship observations, PCMDI Report n°26, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, USA.
- Grenier, H, 1997 : Les interactions air-mer dans le système climatique : étude à l'aide d'un modèle couplé tridimensionnel océan-atmosphère-glace marine, dissertation doctorale, Université catholique de Louvain, Faculté des Sciences, Louvain la Neuve, Belgique.
- Grötzner, A., R. Sausen et M. Claussen, 1994 : The impact of sub-grid scale sea-ice inhomogeneities on the performance of the atmospheric general circulation model echam, Report n° 143, Max-Plank-Institut für Meteorologie, Hamburg.
- Harzallah, A. et R. Sadourny, 1996 : Internal versus SST forced atmospheric variability as simulated by an atmospheric general circulation model, *J. of Climate*, 8, 474-498.
- Joussaume, S., 1983 : Modélisation des cycles des espèces isotopiques des l'eau et des aérosols d'origine desertiques dans un modèle de circulation générale de l'atmosphère., diplôme de docteur de 3e cycle, Université Pierre et Marie Curie, France.
- Krinner, G., Ch. Genthoin, Z.-X. Li et P. Le Van, 1997 : Studies of the Antarctic climate with a stretched-grid general circulation model, *J. of Geophys. Res.*, 102 (D12), 13731-13745.
- Legates, D. R., et C. J. Willmott, 1990a : Mean seasonal and spatial variability in global surface air temperature, *Theor. Appl. Climatol.*, 41, 11-21.
- Legates, D. R., et C. J. Willmot, 1990b : Mean seasonal and spatial variability in gauge-corrected global precipitation, *Int. J. Climatol.*, 10, 111-127.

- Lorant, V., 1996 : Analyses du cycle saisonnier dans les simulations couplées ocean-atmosphere, Stage de DEA "climat et physico chimie de l'atmosphere, Universite Joseph Fourier, Grenoble.
- Masson, V. et S. Joussaume, 1997 : Energetic of the 6,000 BP atmospheric circulation in boreal summer, from large scale to monsoon areas : a study with two versions of the LMD AGCM, J. of Climate, 10, 2888-2903.
- Masson, V., 1996 : Simulation du climat de l'Holocène moyen à l'aide de modèles de circulation générale atmosphériques : impact des paramétrisations, thèse de l'école centrale Paris, spécialité énergétique, Physique des fluides et des Transferts, France
- Research manual3, 1991 : ECMWF forecast model Physical parametrization, European centre for Medium-Range Weather Forecast, chapter 3, 3.1-3.18.

ANNEXE

A. Les routines modifiées

Les modifications apportées à la couche limite ont nécessité l'introduction d'une nouvelle variable dans le modèle et dans l'état de redémarrage pour garder l'information de la température de la glace de mer. Cette variable s'appelle `t_sol_moy` et contient la température moyenne au sol. Dans le cas où la maille contient une fraction de glace de mer, le tableau `t_sol_2d` ou `t_sol_cd` contient la température de la glace. Lorsque la maille est uniquement océanique `t_sol_2d` contient la température de l'océan de façon à ne pas introduire de discontinuité quand la glace apparaît.

Une dimension supplémentaire, pour tenir compte du nombre de sous-surfaces dans une maille, a également été ajoutée aux tableaux contenant les coefficients de surface.

Les tests permettant de déterminer si l'on est en présence de glace de mer, n'étaient pas cohérent entre les différentes parties du modèle. Le fichier `rnatur` donnant le type de surface, étant lu avec une précision de 10^{-2} , tous les tests ont été ramenés à cette valeur. Il y a donc glace de mer si `rnatur` $\leq -10^{-2}$.

L'ensemble des modules du modèle touchés pour passer de la version standard à la version ayant servi pour la simulation CJ7 est listé ci-dessous, de façon à ne pas oublier de modifications lors d'un panachage avec une autre version du modèle. Cette liste a été obtenue par différence systématique entre la nouvelle version et la version 5.3 telle que nous l'avons récupérée du LMD en 1995 et la dernière version.

.h : `cdd.h`, `cdrag3d.h`, `champsd.h`, `cpluies.h`, `disc.h`, `fripak.h`, `fripak3.h`, `fripack3.h`, `paramet.h`, `surface.h`

et introduction de `surfacemoy.h`, qui contient les valeurs moyennes au sol.

.f : `caltauok.f`, `coherens.f`, `corre vap.f`, `evapveg.f`, `fluxoce.f`, `frict;f`, `frictsol.f`, `frictveg.f`, `frinord.f`, `frisuf.f`, `hydroveg.f`, `ilpleut.f`, `inibilan.f`, `inicma.f`, `initcdra.f`, `installr.f`, `installv.f`, `jiekoulw.f`, `lmd2cpl.f`, `matleap.f`, `newblanc.f`, `physiq.f`, `vebetaveg.f`.

Les principaux changements sont :

<i>condsurf</i>	On garde maintenant l'albédo de la glace pour les calculs de rayonnement en surface.
<i>friict</i>	Introduction de nouvelles variables pour tenir compte de plusieurs sous-surfaces.
<i>frictveg</i>	Introduction d'une boucle pour tenir compte des différents type de surface. Modification importante des différents tableaux utilisés dans le calcul de la température au sol. Dans toutes les routines de sol appelées dans frictveg, on ne considère que la partie englacée comme si toute la maille était englacée. La pondération par les sous surfaces et la partie océanique se fait ensuite.
<i>hydroveg</i>	Modification des boucles pour mieux gérer les mailles englacées.
<i>initcra</i>	Introduction d'une boucle sur les différents types de surface pour calculer les coefficients de frottements associés. Les tableaux cdzx ont donc une dimension supplémentaire
<i>jiekoulw</i>	Ajout d'une entrée à la routine pour passer le rayonnement onde longue montant.
<i>physiq</i>	On recalcule le rayonnement sur les différents types de surface de façon approchée pour le rayonnement infrarouge.

B. Tableau récapitulatif des différentes expériences

NOM	REMARQUES	DUREE
CA1	version 5.3 standard	15 ans
CI1	température moyenne recodée (drag moyen = f(tmoyen))	10 ans
CJ2	Séparation surface pour les flux de quantité de mouvement, de chaleur sensible et latente	2 ans
CJ3	CJ2 + répartition sur les sous-surfaces du rayonnement solaire et infrarouge.	5 ans
CJ4	CJ3 + seuil sur le coefficient de frottement C_d ($f(Ri) \geq 0.1$)	5 ans
CJ5, CJ6	Test sur le seuil de diffusion vertical dans la couche limite au-dessus de la couche de surface ($cdz_{min}=10^{-8}$ et 10^{-7})	10 ans
CJ7	CJ6 + taille goutte + homogène	10 ans