



HAL
open science

Rôle de l'inertie thermique et du couplage surface-atmosphère sur la valeur moyenne et le cycle diurne de la température de surface

Sounia Sekoura Ait-Mesbah

► **To cite this version:**

Sounia Sekoura Ait-Mesbah. Rôle de l'inertie thermique et du couplage surface-atmosphère sur la valeur moyenne et le cycle diurne de la température de surface. Sciences de la Terre. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2016. Français. NNT : 2016PA066136 . tel-02401932

HAL Id: tel-02401932

<https://theses.hal.science/tel-02401932>

Submitted on 10 Dec 2019

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

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

École doctorale n° 129 : Sciences de l'environnement d'Ile de France

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

Université Pierre et Marie Curie
Spécialité doctorale “Science de l'environnement”

Présentée et soutenue publiquement par

Sonia Aït-Mesbah

le 07 Avril 2016

**Rôle de l'inertie thermique et couplage
surface-atmosphère sur la valeur moyenne et le
cycle diurne de la température de surface.**

Directeur de thèse : **Jean-Louis Dufresne**
Co-directeur de thèse : **Frédérique Cheruy**

Devant le Jury composé de

| | | |
|-----------------------------|-----------|---------------|
| Francis Codron, | LOCEAN | Président |
| Françoise Guichard, | CNRM-GAME | Rapporteur |
| Hubert Gallée, | LGGE | Rapporteur |
| Jean-Louis Dufresne, | LMD | Directeur |
| Frédérique Cheruy, | LMD | Co-directrice |

UPMC

Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD)
UMR CNRS 8539, 4 Place Jussieu. 75100. Paris. FRANCE.

THÈSE

Remerciements

Après trois années et demi de dure labeur, le verdict tombe : Je suis docteur ! C'est avec beaucoup d'émotion que j'écris ces quelques lignes. En effet, cette thèse n'aurait jamais pu avoir lieu sans la présence de plusieurs personnes, à qui je souhaite rendre hommage aujourd'hui.

Je commence tout d'abord par mes directeurs de thèse Jean-Louis Dufresne et Frédérique Cheruy, que je remercie pour la confiance qu'ils m'ont accordée. Ils m'ont encouragée et m'ont énormément soutenue dans les moments difficiles de cette thèse. Ils ont réussi à faire avancer ce travail de thèse, et à le diriger tout en respectant mes propres choix et mes diverses aspirations. J'ai énormément appris avec eux, ils ont toujours répondu présents, et je ne l'oublierai jamais !

Je voudrais en suite remercier Frédéric Hourdin, pour tous les moments qu'il m'a consacrés, jusqu'à des heures quelques fois tardives pour m'orienter et m'éclairer, et avec qui les discussions ont toujours été très passionnantes, et je lui en suis très reconnaissante.

Je tiens aussi à exprimer ma gratitude à Jean-Yves Grandpeix, qui a été pour moi un modèle d'inspiration, et d'humilité également ! Sa volonté de tout comprendre, de tout décortiquer et de traduire les choses en équations m'ont été d'une aide cruciale, et je ne saurais l'en remercier.

Je tiens également à remercier Agnès Ducharne, qui m'a reçue à plusieurs reprises dans son bureau pour discuter autour du modèle de surface ORCHIDEE, mais également autour de questions scientifiques très intéressantes. Elle a également participé à mon comité de thèse, au même titre que Fabienne Lohou et Françoise Guichard, comité que je tiens à remercier particulièrement pour les discussions scientifiques toujours très fructueuses.

Je voudrais remercier Marie-Pierre Lefèvre pour l'aide précieuse qu'elle m'a apportée à différents moments de ma thèse, particulièrement pour la mise en place du cas DICE. Je tiens aussi à remercier Fabienne Maignan, qui a pris de son temps pour me transmettre son savoir autour de la mise en place des simulations de modèle de sol forcé. Je remercie également Lidia Mellul et Abderrahmane Idelkadi pour les simulations qu'ils m'ont permis d'analyser au début de ma thèse, et le temps qu'ils m'ont consacré.

Je voudrais aussi remercier Fuxing Wang, pour sa disponibilité, et son extrême gentillesse. Il a toujours répondu présent lorsque j'avais besoin de lui, tant d'un point de vue scientifique qu'informatique et numérique. Dans ce même registre, et pour faire face aux différents bugs que les modélisateurs connaissent si bien, je voudrais remercier Joséfine Ghattas ainsi que Laurent Fairhead pour leurs aides à de multiples reprises.

Je remercie également Martine Maherou, notre "maman du labo", Laurence Touchon, Molika Chea et Catherine Douineau pour leur aide d'un point de vue admi-

nistratif, et leurs gentils mots d'encouragements.

Je voudrais remercier tous les membres de mon jury de thèse, à commencer par mes rapporteurs Françoise Guichard et Hubert Gallée, qui ont restitué des rapports détaillés et critiques. Également mes examinateurs Fabienne Lohou et Francis Codron qui ont réussi par leurs questions et commentaires à m'éclairer sur certains aspects de mon sujet. Et enfin, Ludovic Oudin, invité dans mon jury de thèse, qui a permis de faire le pont entre mon sujet de thèse, et mes origines souvent oubliées d'hydrologue. Toutes ces personnes ont contribué au bon déroulement de la soutenance, dont je garde un très bon souvenir!

Enfin, le LMD de Jussieu constitue un environnement exceptionnel, très favorable à la recherche et à l'épanouissement de chacun. Je tiens à remercier tous les membres du laboratoire pour contribuer tous les jours à créer cette atmosphère tant motivante que bienveillante. Je voudrais citer particulièrement mes co-bureaux actuels Alizée, Binta, Traoré et Maxance, qui ont rendu agréables les derniers mois de ma thèse, mais également les co-bureaux les plus anciens : Mélody et Yu. Évidemment, je ne saurais oublier Marine, qui m'a guidée, encouragée, soutenue, et qui a été pour moi une vraie amie. Je voudrais également remercier tous les autres collègues, particulièrement Aude, Tanguy, David, Gabriella, Shan, et Joséphine avec qui j'ai eu l'occasion de beaucoup échanger et de passer des moments très agréables.

Enfin, parce que l'environnement de la thèse ne s'arrête pas au laboratoire, je voudrais remercier tous les membres de ma famille et belle famille et tous les amis qui m'ont aidée chacun à sa manière. Je remercie particulièrement mes deux tantes Zakia et Ourida et ma grand mère pour leurs constants encouragements. Je tiens à remercier également Lucile : Plus qu'une colocataire, elle a été un pilier pour moi, une amie et une confidente tout au long de ces années. Je voudrais aussi remercier mes très proches amies Lilia, Amina, Kahina, Isma, Meissa, Léa et Iara pour leur soutien et leur encouragements.

Arrivée au terme de ces remerciements, je ne parviens pas à trouver les mots pour rendre hommage à mes merveilleux parents, qui m'ont tant encouragée, tant donné, et tant aimée. A mon cher et tendre époux Zoheir, qui a été pour moi une source d'énergie, d'amour et d'émerveillement. Et enfin à ma soeur Thanina, qui malgré la distance a su être présente jusqu'au bout et à n'importe quel moment. Ces quelques lignes sont pour moi l'occasion de vous dire à quel point je vous aime...

A tous, j'espère que la vie vous apportera autant que ce que vous m'avez apporté, et bien plus encore!

Résumé : La température de surface est une variable clé du système climatique. L'analyse des mécanismes la contrôlant permet d'améliorer la compréhension des processus inhérents au couplage entre la surface et l'atmosphère, d'obtenir quelques éléments de réponses concernant les différences de température entre les modèles, et de détecter d'éventuels processus oubliés ou mal représentés. Ce sont les objectifs de la présente thèse.

En se basant sur l'analyse de la structure spatiale des différences de température journalière moyenne, maximale et minimale simulées par deux modèles de surface, nous mettons en évidence l'intérêt d'analyser les processus mis en jeu à l'échelle diurne, en distinguant leurs effets entre le jour et la nuit. Nous soulignons également l'importance d'adopter une démarche qui distingue les régions sèches, humides et de transition.

Dans un premier temps, nous montrons le rôle clé de l'inertie thermique sur la température de surface dans les régions sèches. La sensibilité à l'inertie thermique de la température de nuit est plus élevée que la sensibilité de la température de jour, impactant de ce fait la température moyenne journalière. Nous montrons que cet effet est directement lié à l'instabilité de la couche limite, plus forte le jour que la nuit. Dans un second temps, nous mettons en lumière le double rôle du forçage solaire. Alors que le premier est d'être la source du contraste diurne de la couche limite, à l'origine de la dissymétrie de réponse de la température à l'inertie thermique, le second est d'atténuer cet effet, puisque la forte dissymétrie du forçage solaire favorise la sensibilité de la température de jour par rapport à la nuit.

Dans les régions humides, nous constatons que la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique est très faible. Ceci est dû aux fortes valeurs du flux latent qui contrôle la température de surface. Néanmoins, nous signalons que l'inertie thermique peut impacter le bilan d'eau à la surface, comme dans la région de la mousson indienne par exemple.

Dans les régions de transition, il est classiquement admis que la variabilité de la température de surface est expliquée essentiellement par la variabilité de l'humidité du sol via le contrôle de l'évaporation. Ici, nous montrons que cette relation est atténuée de 20 à 50 % environ, du fait de la dépendance de l'inertie thermique à l'humidité de surface. Nous suggérons ainsi la révision de la vision traditionnelle de l'impact de l'humidité du sol sur la température dans les régions de transition, en intégrant l'effet de l'humidité sur l'inertie thermique en plus de son effet sur l'évaporation.

Mots clés : Couplage surface-atmosphère, température, inertie thermique, modèle de surface continentale, modèle de circulation générale de l'atmosphère, couche limite planétaire.

Abstract : The surface temperature is a key variable in climate system. Analyzing its controlling mechanisms enable to improve the understanding of the land surface-atmosphere coupling processes and to obtain some possible answers to the differences of temperature between models. It also helps to detect some processes forgotten or badly represented. These are the main objectives of this study.

Based on the analysis of spatial pattern of the differences of daily maximum, minimum and average temperature simulated by two land surface models, we have highlighted the interest of the diurnal scale to analyze the processes in game, differentiating their effects during the day and during the night. We also underscore the importance of using an approach which distinguishes the dry, humid and transitional regions.

As a first step, we show the key role of thermal inertia in the representation of surface temperature in dry regions. The sensitivity to thermal inertia of the night temperature is higher than the sensitivity of the day temperature, impacting the daily mean temperature. We demonstrate that this effect is directly related to the instability of the planetary boundary layer, which is higher during the day comparing with the night. As a second step, we emphasize the dual role of the solar forcing. The first one is to be the source of the diurnal contrast of the planetary boundary layer, which is the origin of the diurnal asymmetry of the surface temperature response to thermal inertia. The second one is to attenuate this effect, since the high asymmetry of the solar forcing foster the sensitivity of the day temperature compared to the night.

In humid regions, we notice that the sensitivity of the surface temperature to thermal inertia is weak. This is due to the high values of the latent heat flux which controls the surface temperature. Nevertheless, we should point out that the thermal inertia may have an impact on the water budget at the surface, as it is the case in the Indian Monsoon region.

In the transitional regions, there is a common understanding that the surface temperature variability is mainly explained by the variability of the soil humidity via the control of evaporation. Here, we show that this relation is attenuated by about 20 to 50 % because of the dependency of the thermal inertia to soil water content. Hence, we suggest to revise the classical vision of the relation between soil moisture and surface temperature in the transitional zones, integrating the effect of soil moisture on the thermal inertia in addition to its effect on evaporation.

Key words : Land surface-atmosphere coupling, temperature, thermal inertia, land surface model, atmospheric general circulation model, planetary boundary layer.

Table des matières

| | | |
|----------|---|-----------|
| I | Introduction générale | 1 |
| 1 | Contexte général | 3 |
| 1.1 | Modélisation climatique | 4 |
| 1.1.1 | Les modèles de climat | 5 |
| 1.1.2 | Enjeux de la modélisation dans le contexte du changement climatique | 7 |
| 1.2 | Bilan d'énergie à la surface | 8 |
| 1.2.1 | Les flux radiatifs | 8 |
| 1.2.2 | Flux de conduction thermique | 10 |
| 1.2.3 | Les flux turbulents | 11 |
| 1.3 | Un témoin important pour le climat : La température | 13 |
| 1.3.1 | La température de surface | 13 |
| 1.3.2 | Importance du cycle diurne de la température | 14 |
| 1.4 | Couplage entre l'humidité de surface et la température | 18 |
| 1.5 | Problématique générale | 21 |
| 1.5.1 | Contexte | 21 |
| 1.5.2 | Organisation de la thèse | 23 |
| 2 | Matériel et méthode | 25 |
| 2.1 | Modèle de sol : ORCHIDEE | 26 |
| 2.1.1 | Description de la surface | 28 |
| 2.1.2 | Discrétisation verticale | 33 |
| 2.2 | Modèle d'atmosphère LMDZ | 36 |
| 2.2.1 | La Physique Standard : "LMDZ5A" | 37 |
| 2.2.2 | La nouvelle physique "LMDZ5B" | 39 |
| 2.2.3 | Différence entre les deux physiques atmosphériques | 41 |
| 2.3 | Simulations 3D | 43 |
| 2.3.1 | Simulations de référence | 43 |
| 2.3.2 | Guidage en vent | 43 |
| 2.4 | Simulations 1D | 44 |
| 2.4.1 | Le cas DICE | 45 |
| 2.4.2 | Description du cas | 46 |
| 2.4.3 | Mise en place et évaluation | 47 |
| 2.5 | Conclusion | 57 |

| | | |
|-----------|---|-----------|
| II | Sensibilité de la température de surface dans les régions sèches | 59 |
| 3 | Rôle de l'inertie thermique du sol dans les régions semi-arides. | 61 |
| 3.1 | Température de surface dans le cas DICE | 62 |
| 3.1.1 | Modélisation du cycle diurne de la température | 62 |
| 3.1.2 | Rôle de l'inertie thermique | 64 |
| 3.1.3 | Contribution des flux turbulents | 67 |
| 3.1.4 | Dissymétrie entre le jour et la nuit de la sensibilité de la température à l'inertie thermique | 70 |
| 3.2 | Analyse du rôle de l'inertie thermique | 72 |
| 3.2.1 | Mise en place du modèle | 72 |
| 3.2.2 | Prise en compte de la dérive | 74 |
| 3.2.3 | Discussion | 75 |
| 3.3 | Extension à des simulations globales | 78 |
| 3.3.1 | Rôle de l'inertie thermique dans les différences entre ORC2 et ORC11 | 78 |
| 3.3.2 | Rôle de l'inertie thermique à l'échelle globale dans les régions semi-arides | 81 |
| 3.3.3 | Extension aux modèles CMIP5 | 82 |
| 3.4 | Conclusion | 84 |
| 4 | Origine de la dissymétrie entre le jour et la nuit de la réponse de la température de surface à l'inertie thermique. | 87 |
| 4.1 | Description du modèle | 88 |
| 4.1.1 | Processus de base | 88 |
| 4.1.2 | Équations de base du modèle | 90 |
| 4.1.3 | Configurations du modèle | 93 |
| 4.1.4 | Paramètres du modèle | 93 |
| 4.2 | Validité du modèle et sensibilité aux échanges atmosphériques | 96 |
| 4.2.1 | Modèle radiatif convectif | 96 |
| 4.2.2 | Modèle radiatif pur | 100 |
| 4.2.3 | Conclusion | 102 |
| 4.3 | Sensibilité à l'inertie thermique | 103 |
| 4.3.1 | Rôle de la non-linéarité des échanges turbulents | 103 |
| 4.3.2 | Rôle de la non-linéarité du flux infrarouge | 107 |
| 4.3.3 | Rôle de la forme du forçage solaire | 107 |
| 4.4 | Conclusion | 112 |

| | | |
|------------|---|------------|
| III | Rôle de l’inertie thermique dans les régions humides | 113 |
| 5 | Rôle de l’inertie thermique dans les régions humides et de transition | 115 |
| 5.1 | Description des résultats | 116 |
| 5.2 | Interprétation des résultats | 122 |
| 5.2.1 | Mise en place du modèle | 122 |
| 5.2.2 | Validation du modèle | 126 |
| 5.2.3 | Discussion | 127 |
| 5.3 | Variabilité journalière | 130 |
| 5.3.1 | Variabilité journalière du flux latent et sensibilité à l’inertie thermique | 130 |
| 5.3.2 | Impact de la dépendance de l’inertie thermique à l’humidité de surface sur la température | 132 |
| 5.3.3 | Conséquence pour la détection des zones de transition | 135 |
| 5.4 | Conclusion | 136 |
| 6 | Conclusions et perspectives | 139 |
| 6.1 | Conclusions | 139 |
| 6.2 | Perspectives | 141 |
| | Bibliographie | 149 |
| A | Annexes | I |
| A.1 | Phase 1b du cas DICE | I |

Liste des figures

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Représentation des différentes composantes d'un modèle de climat de l'IPSL | 6 |
| 1.2 | Schématisation du bilan d'énergie à la surface. | 9 |
| 1.3 | Tendance de la température globale en changement climatique | 15 |
| 1.4 | Tendance globale de l'amplitude diurne de la température. | 17 |
| 1.5 | Système global du climat. | 19 |
| 1.6 | Processus du couplage entre l'humidité de surface et la température. . . | 20 |
| 1.7 | Corrélation entre l'évaporation et la température entre 1970–1989. . . | 21 |
| 1.8 | Différences de température moyenne journalière entre ORCHIDEE2 et ORCHIDEE11 (JJAS-DJFM) | 22 |
| 1.9 | Différences de température maximale et minimale journalière entre ORCHIDEE2 et ORCHIDEE11 (JJAS-DJFM) | 23 |
| 2.1 | Schématisation du fonctionnement d'ORCHIDEE | 27 |
| 2.2 | Albédo mensuel au Mali sur l'année 2006 pour ORC11 forcé, et les données ECOCLIMAPII | 32 |
| 2.3 | Discrétisation verticale d'ORCHIDEE2. | 33 |
| 2.4 | Dicrétisation verticale de ORCHIDEE11 | 34 |
| 2.5 | Profil vertical moyen du vent à Banizoumbou pour l'ancienne et la nouvelle physique de LMDZ. | 42 |
| 2.6 | Photo du site de mesure servant au cas 1D DICE | 46 |
| 2.7 | Flux turbulents et vitesse de friction du cas DICE. | 47 |
| 2.8 | Valeurs mensuelles du LAI, de la rugosité et de l'albédo au cours de la simulation de mise à l'équilibre (DICE) | 49 |
| 2.9 | État final de la simulation de mise à l'équilibre (DICE) | 50 |
| 2.10 | Résultats des simulations ORC11 forcé (DICE) | 52 |
| 2.11 | Sensibilité de la simulation de mise à l'équilibre aux conditions de surface | 53 |
| 2.12 | Sensibilité de l'état final de mise à l'équilibre aux conditions de surface | 54 |
| 2.13 | Résultats des simulations couplées LMDZ-ORC11 (DICE) | 57 |
| 3.1 | Évolution temporelle de la température de surface pour le cas DICE dans différentes configurations. | 63 |
| 3.2 | Domaine de variation de l'inertie thermique. | 64 |
| 3.3 | Schématisation des profils d'humidité dans le sol des modèles ORC2 et ORC11. | 65 |
| 3.4 | Sensibilité de la température de surface aux propriétés thermiques. . . | 66 |
| 3.5 | Flux turbulents sur le cas DICE (configuration de sol forcé et couplé). . | 68 |

| | | |
|------|--|-----|
| 3.6 | Température de l'air du cas DICE (configuration de sol forcé et couplé). | 69 |
| 3.7 | Shématisation des flux de surface de jour et de nuit dans le cas DICE. | 71 |
| 3.8 | Différences de température entre ORC2 et ORC11 (JJAS) | 79 |
| 3.9 | Différences de température entre ORC2 et ORC11 (DJFM) | 80 |
| 3.10 | Sensibilité de la température à l'inertie thermique à l'échelle globale | 81 |
| 3.11 | Corrélation entre l'amplitude diurne et température moyenne. | 83 |
| | | |
| 4.1 | Représentation de la température du modèle simplifié. | 89 |
| 4.2 | Représentation du bilan d'énergie du modèle simplifié | 90 |
| 4.3 | Discretisation de la diffusion de chaleur dans le sol | 91 |
| 4.4 | Schéma d'extrapolation linéaire de la température à la surface du modèle simplifié. | 92 |
| 4.5 | Forçages solaires utilisés pour le modèle simplifié. | 94 |
| 4.6 | Schéma des types de couches limites considérées dans le modèle simplifié | 96 |
| 4.7 | Cycles diurnes de la température aux différents niveaux de sol, et d'atmosphère | 97 |
| 4.8 | Cycles diurnes des différents flux dans le ras radiatif convectif. | 98 |
| 4.9 | Cycles diurnes de température pour le modèle simplifié radiatif-convectif. | 99 |
| 4.10 | Cycles diurnes de la température de surface pour le modèle simplifié radiatif pur. | 101 |
| 4.11 | Sensibilité de la température de surface à la forme du forçage solaire | 104 |
| 4.12 | Sensibilité de la température maximale, minimale et moyenne à la forme du forçage solaire | 105 |
| 4.13 | Sensibilité de la température de surface dans le cas d'un modèle radiatif pur. | 108 |
| 4.14 | Cycle diurne du forçage solaire et de la température de surface. | 111 |
| | | |
| 5.1 | Sensibilité de la température à l'inertie thermique. | 117 |
| 5.2 | Valeurs climatiques mensuelles moyennes de l'amplitude diurne et sa sensibilité à l'inertie thermique. | 118 |
| 5.3 | Sensibilité des flux turbulents journaliers à l'inertie thermique. | 119 |
| 5.4 | Sensibilité de la fraction évaporative à l'inertie thermique | 120 |
| 5.5 | Shématisation du rôle du flux latent. | 121 |
| 5.6 | Représentation d'un cycle diurne type pris en compte par le modèle simplifié. | 123 |
| 5.7 | Représentation des variables clés du modèle simplifié. | 124 |
| 5.8 | Valeurs des variations des flux turbulents avec la température de surface. | 126 |
| 5.9 | Différence entre modèle complet et modèle simplifié. | 127 |
| 5.10 | Différence d'amplitude diurne et de température de surface entre le modèle complet et le modèle simplifié. | 128 |
| 5.11 | Résultats du modèle simplifié. | 129 |

LISTE DES FIGURES

| | | |
|------|---|-----|
| 5.12 | Écart-type et moyenne journalière du flux latent. | 131 |
| 5.13 | Corrélation temporelle entre le flux latent et la sensibilité de la température de nuit à l'inertie thermique. | 131 |
| 5.14 | Processus contribuant au contrôle de la température par l'humidité. | 133 |
| 5.15 | Variabilité jour à jour du flux latent, de l'inertie thermique et de l'humidité dans le sol. | 134 |
| 5.16 | Contribution de la variabilité journalière de l'inertie thermique à la variabilité journalière de la température. | 135 |
| 5.17 | Détection des zones de transition. | 136 |
| 6.1 | Intéactions surface-atmosphère durant les méga-canicules réexaminées. | 142 |
| 6.2 | Impact de l'hétérogénéité de l'humidité de surface sur le déclenchement des orages. | 143 |
| 6.3 | Sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique de la neige | 147 |
| A.1 | Résultats des simulations LMDZ5B forcé (DICE) : sensibilité au coefficient de frottement | II |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|---|-----|
| 2.1 | Caractéristiques des PFTs d'ORCHIDEE | 29 |
| 2.2 | Paramètres de Van Genuchten (Classification de l'USDA) | 31 |
| 2.3 | Albédo de sol nu d'ORCHIDEE dans la gamme des rayons visibles et infrarouges. | 31 |
| 2.4 | Propriétés thermiques du sol dans ORCHIDEE. | 35 |
| 2.5 | Discretisation verticale pour le transfert hydrologique et thermique dans ORCHIDEE11. | 36 |
| 2.6 | Paramètres prescrits pour les simulations de mise à l'équilibre (DICE) | 51 |
| 2.7 | Sensibilité de la simulation du cas DICE à l'état initial | 56 |
| 3.1 | Valeurs des propriétés thermiques imposées pour une inertie thermique fixée | 66 |
| 3.2 | Sensibilité à l'inertie thermique de la température (DICE) : modèle explicatif. | 72 |
| 3.3 | Limites des périodes de jour et de nuit : DICE | 73 |
| 3.4 | Valeurs des paramètres du modèle explicatif sur le cas DICE | 75 |
| 4.1 | Valeurs des propriétés thermiques pour le modèle simplifié. | 96 |
| 4.2 | Moyennes et amplitudes diurnes de température de surface avec le modèle radiatif convectif. | 99 |
| 4.3 | Valeurs de température de référence pour la linéarisation des flux infrarouges. | 100 |
| 4.4 | Moyenne et amplitude diurne de la température de surfaces pour le modèle radiatif pur. | 101 |
| 4.5 | Impact qualitatif de l'augmentation de l'inertie thermique de sol sur les variables caractéristiques du cycle diurne de la température. | 106 |
| 4.6 | Sensibilités des extrêmes de température ainsi que des températures de jour, et de nuit à l'inertie thermique. | 109 |
| 4.7 | Valeurs de la fraction de la journée pendant laquelle ($\alpha_{S>\bar{S}}$). | 110 |
| 6.1 | Valeurs des propriétés thermiques imposées pour la neige | 147 |

Première partie
Introduction générale

CHAPITRE 1

Contexte général

Sommaire

| | | |
|------------|---|-----------|
| 1.1 | Modélisation climatique | 4 |
| 1.1.1 | Les modèles de climat | 5 |
| 1.1.2 | Enjeux de la modélisation dans le contexte du changement climatique | 7 |
| 1.2 | Bilan d'énergie à la surface | 8 |
| 1.2.1 | Les flux radiatifs | 8 |
| 1.2.2 | Flux de conduction thermique | 10 |
| 1.2.3 | Les flux turbulents | 11 |
| 1.3 | Un témoin important pour le climat : La température | 13 |
| 1.3.1 | La température de surface | 13 |
| 1.3.2 | Importance du cycle diurne de la température | 14 |
| 1.4 | Couplage entre l'humidité de surface et la température | 18 |
| 1.5 | Problématique générale | 21 |
| 1.5.1 | Contexte | 21 |
| 1.5.2 | Organisation de la thèse | 23 |

La science, disait Aristote, est fille de la curiosité, de l'étonnement, et de l'émerveillement. La volonté de démystifier la réalité, et d'accéder à ses vérités est l'un des principaux moteurs de l'évolution de l'Humanité, et l'ascétisme intellectuel dont ont fait preuve certains savants est son principal carburant.

Cependant, la quête de la vérité n'est pas alimentée uniquement par l'amour du savoir. En effet, la volonté de domination ou le simple souci d'adaptation et de progrès dans un environnement souvent hostile, font également partie de ses motivations.

Aux origines, l'Homme a adapté sa vie et ses déplacements au rythme des climats qu'il rencontrait. Principal élément caractérisant l'environnement de l'espèce humaine, le climat a, au cours de l'Histoire, facilité sa survie et participé à sa prospérité autant qu'il a contribué à son déclin.

Le climat repose sur un équilibre fragile, dont de faibles variations engendrent d'importants bouleversements dans le monde du vivant. Alors que jadis, il pouvait représenter un danger pour nos ancêtres, ce sont leurs descendants, enfants de l'industrialisation, qui en quête de croissance éternelle sont devenus une menace pour lui. Mais la nature en colère ne se laissera pas faire. Juste mais triste retour des choses : c'est à l'Homme de réparer ses erreurs, et de trouver des solutions pour s'adapter à leurs conséquences. Il est de fait indispensable de comprendre aujourd'hui, plus qu'hier, les mécanismes contrôlant le climat et son évolution.

L'étude du climat ne peut se faire qu'en considérant le système terrestre dans sa globalité. En effet, le climat n'implique pas uniquement l'atmosphère, mais il implique également d'autres systèmes tels que l'océan, les surfaces continentales, les glaciers et les couverts neigeux. Des processus physiques, chimiques et biologiques se mettent en place dans ces différents éléments, et interagissent les uns avec les autres de façon très complexe. De fait, il est impossible d'accéder à la compréhension des mécanismes impliqués par la simple utilisation de données mesurées. Il est ainsi nécessaire de passer par la modélisation pour nous éclairer sur la nature des phénomènes et des processus mis en jeu.

1.1 Modélisation climatique

Le XXe siècle a vu naître une transition importante dans les sciences, avec un passage de l'ère de la *mathématisation*, durant laquelle les mathématiques pures régnaient en force pour la description des phénomènes physiques, à l'ère de la *modélisation* [Dalmedico, 2001], apparue après la seconde guerre mondiale avec le développement de la recherche opérationnelle et des mathématiques appliquées [Dalmedico, 1996].

Les modèles de climat doivent donc leur essor au développement des outils de calcul numérique. La première prévision numérique du temps a été effectuée en 1950, et les simulations numériques de climat se sont développées dans les années 70 uti-

lisant uniquement des modèles de circulation générale atmosphérique. Depuis, elles n'ont cessé d'évoluer intégrant petit à petit de nouvelles composantes du système climatique [Ducros, 2002].

Le modèle de climat a pour objectif de reproduire numériquement le climat d'une planète, mais il ne peut être considéré comme la *réalité numérisée*. En effet, lorsque l'on analyse les ingrédients permettant la construction des modèles de climat, on y trouve trois éléments [Armatte and Dalmedico, 2004] : (1) des hypothèses, (2) des fonctions objectifs permettant leur validation et (3) des données mesurées. Alors que les deux premiers éléments font intervenir une conceptualisation liée à des interprétations sommes toutes humaines, et donc sujettes aux erreurs, le troisième peut être entaché d'incertitudes liées aux instruments de mesures, à l'extrapolation ou à la reconstruction des séries de données.

Malgré toutes ces incertitudes, l'efficacité à représenter les processus physiques fondamentaux, à reproduire les climats du passé, et l'utilité des modèles pour la compréhension de la réponse du climat à certains forçages naturels et anthropiques, leur confèrent un rôle primordial et accroît la confiance que l'on peut avoir dans certains aspects des simulations.

1.1.1 Les modèles de climat

Le climat résulte d'un système très complexe au sein duquel divers milieux (atmosphère, océan, végétation, calottes de glaces...) sont en interaction permanente. Afin de simuler, de comprendre et de prédire les évolutions temporelles des variables climatiques, en tenant compte des différentes interactions entre les composantes du système, des modèles numériques de climat sont utilisés. Ces modèles reposent sur des lois physiques, traduites en équations mathématiques permettant une approximation des mécanismes observés. Ces équations sont ensuite résolues sur une grille tri-dimensionnelle à l'échelle du globe à l'aide de super calculateurs, pour obtenir des simulations du climat de la planète passé, présent et futur. Ces simulations tiennent compte de différents scénarios d'émission de gaz à effet de serre, d'utilisation des sols, de déforestation etc...

Les composantes du système climatique sont ainsi représentées chacune par un sous-modèle permettant de calculer les processus internes à chacun. Ces modèles peuvent être forcés par des conditions aux limites, ou couplés aux autres composantes du système climatique.

Par exemple, le Modèle de Circulation Générale Atmosphérique (Atmospheric Global Circulation Model, AGCM), longtemps utilisé seul, calcule et transporte les quantités de mouvement, de chaleur et d'eau à travers le globe. Ces quantités sont entre autre échangées avec les surfaces continentales et océaniques. L'AGCM représente aussi l'humidité dans l'atmosphère, les nuages, les précipitations, l'absorption et la diffusion du rayonnement solaire incident, ainsi que l'absorption et l'émission du rayonnement infrarouge par les nuages, les gaz atmosphériques et les surfaces

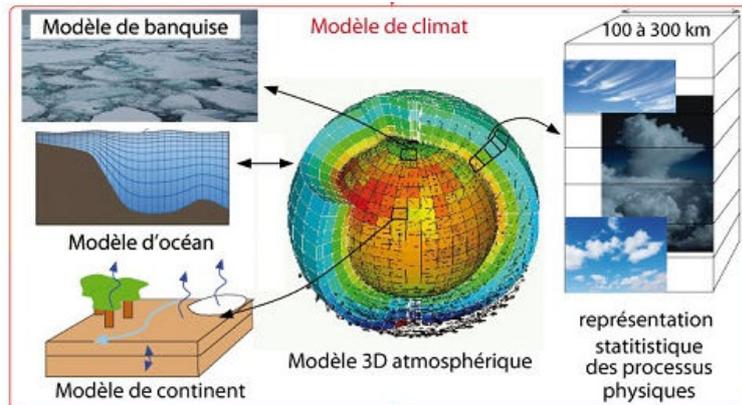


FIGURE 1.1 – Représentation des différentes composantes d'un modèle de climat. Exemple : Le modèle de climat de l'IPSL (Institut Pierre Simon Laplace).

continentales et océaniques [Ducros, 2002]. De nombreux processus, comme les processus nuageux sont actifs à des échelles spatiales et temporelles bien inférieures à celles de la maille ou du pas de temps du modèle, on ne peut donc les modéliser de façon explicite dans les modèles de climat. Leurs effets sont donc pris en compte en les modélisant à partir de relations physiques avec les variables de grande échelle. C'est ce qu'on appelle *les paramétrisations*.

Le modèle d'Océan représente quant à lui la circulation océanique et permet le calcul de la salinité et de la température à la surface océanique. Tout comme le modèle de circulation atmosphérique, le modèle d'océan participe au transport de chaleur à travers le globe [Vonder-Haar and Oort, 1973]), avec cependant une échelle temporelle beaucoup plus grande, du fait de sa grande inertie thermique. Le couplage entre le modèle d'atmosphère et le modèle d'océan permet de représenter les grandes caractéristiques du climat et sa variabilité, mais il ne permet pas la production de simulations détaillées de ce qui se passe sur les continents. En effet, les échanges d'énergie entre les surfaces continentales et l'atmosphère dépendent fortement des caractéristiques de la surface telles que la topographie, le couvert végétal, ou la disponibilité en eau. De fait, la représentation des surfaces continentales dans les modèles de climat est primordiale, et passe par les modèles que l'on appelle : Modèles de surfaces continentales (Land Surface Model, LSM).

Durant les 30 dernières années, trois générations de modèles de surfaces se sont succédées [Sellers et al., 1997]. La première était basée sur de simples équations de transfert aérodynamiques de type bulk, avec une représentation uniforme des paramètres de surface. La seconde génération de modèle a intégré les effets de la végétation sur la transpiration, et a commencé à tenir compte de la variabilité spatiale de certains paramètres de surface. Et la troisième génération a intégré des théories modernes reliant la photosynthèse et la quantité d'eau dans le sol pour avoir une meilleure représentation des échanges d'énergie, de l'évapotranspiration,

et du carbone dans l'atmosphère. Les modèles de surface permettent ainsi de simuler aussi bien les échanges énergétiques entre les surfaces continentales et l'atmosphère, que le cycle hydrologique (évaporation, infiltration, débit...). Le couplage entre le modèle d'atmosphère et le modèle de surface permet la simulation et la prédiction de variables climatiques déterminantes pour la vie de l'être humain, dont on peut citer l'humidité, les précipitations, ou encore la température.

1.1.2 Enjeux de la modélisation dans le contexte du changement climatique

"Canicule mortelle en 2003", [Beniston, 2004; Schär et al., 2004], "Tempête du siècle en 1999" [Goyette et al., 2003; Ulbrich et al., 2001], "Augmentation des inondations en Europe" [Christensen and Christensen, 2003]... Autant d'événements alarmants qui font la une des quotidiens dans plusieurs pays du monde, et qui sont susceptibles d'augmenter en nombre dans les années qui viennent.

Le changement climatique concerne un nombre croissant de communautés de recherche, de partenaires et d'acteurs politiques [Dalmedico and Guillemot, 2006]. Alors que j'écris ces quelques lignes, Paris accueille la 21^{ème} édition de la Conférence Climat des Nations unies (COP 21), réunissant 195 Etats, dans l'optique d'établir des objectifs rigoureux dans la lutte contre le changement climatique.

De nombreuses études ont démontré l'impact du changement climatique sur les écosystèmes terrestres et marins [Brown et al., 2015; Wakelin et al., 2015; Wang et al., 2016], mais aussi sur l'agriculture [Graff Zivin and Neidell, 2013; IPCC, 2014; McMichael et al., 2006], et la santé [Barreca, 2012; Bouzid et al., 2014; Fukuda, 2014; Gasparrini et al., 2015; Li, 2013; Wu et al., 2016]. Dans ce contexte, l'accent est mis sur l'*anticipation* des risques liés au changement climatique [Tabiana et al., 2010]. Afin d'y parvenir, des efforts considérables ont été déployés pour le développement des modèles de climat depuis la seconde partie du XX^e siècle.

Cependant, les modèles de climat ne servent pas uniquement à la prédiction des risques liés au changement climatiques, mais ils sont également utilisés pour la compréhension du système terrestre qui nous entoure, et l'amélioration des connaissances des phénomènes physiques qui régissent l'atmosphère dans laquelle nous vivons. Ils peuvent ainsi être utilisés pour des expériences de sensibilité à certains paramètres ou processus, ou à des forçages internes ou externes. En retour, l'élargissement du champs des savoirs dans le domaine du climat permet de réduire les incertitudes liées à des processus mal représentés dans les modèles, voir pas représentés du tout, et d'améliorer leurs performances.

Par ailleurs, les modèles peuvent également être utilisés pour les reconstructions de données comme les réanalyses, ou des climat antérieurs par des simulations paléoclimatiques.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à l'étude du couplage entre

la surface continentale et l’atmosphère. Pour ce faire, nous utiliserons le modèle de surface continentale ORCHIDEE, couplé au modèle d’atmosphère LMDZ. Ces deux modèles seront présentés en détail dans le chapitre 2 de cette thèse.

1.2 Bilan d’énergie à la surface

La couche limite est la couche de l’atmosphère comprise entre la troposphère libre, et la surface de la terre. Elle est caractérisée par des temps de réponses rapides des variables météorologiques, ainsi que par la forte influence qu’exerce la surface sur le fluide. Comme le contraste entre la surface et la couche limite est fort, l’interface entre les deux est caractérisée par des échanges importants d’énergie, de quantité de mouvement et de matière.

Si on considère une couche épaisse de sol, le bilan d’énergie à la surface s’exprime comme suit :

$$C_s \frac{\partial T}{\partial t} = SW_{net} + LW_{net} - H - LE - G \quad (1.1)$$

où C_s , T_s et t sont respectivement la capacité thermique de la couche de surface considérée, la température de surface, et le temps, et où SW_{net} , LW_{net} , H , LE et G sont le flux radiatif de courtes longueurs d’onde (ou flux solaire), le flux radiatif de grandes longueurs d’ondes (flux radiatif infrarouge), le flux turbulent sensibles et latent, et le flux de conduction thermique dans le sol respectivement.

Si on considère une couche d’épaisseur infinitésimale, le terme de gauche s’anule, et l’équilibre d’énergie à la surface devient :

$$SW_{net} + LW_{net} = H + LE + G \quad (1.2)$$

où la somme $SW_{net} + LW_{net}$ représente le rayonnement net R_{net} , qui est équilibré par le flux sensible qui refroidit ou réchauffe la surface en échangeant de l’énergie par convection entre la surface et l’atmosphère, le flux de conduction thermique, qui réchauffe ou refroidit les couches profondes du sol par conduction, et le flux latent, qui représente l’énergie dégagée ou absorbé à la surface suite au changement de phase de l’eau (évaporation ou condensation), et qui sert également à la refroidir ou à la réchauffer.

En résumé, à l’interface entre la surface et l’atmosphère, on distingue trois types de flux : Les flux radiatifs, conductifs et turbulents.

1.2.1 Les flux radiatifs

La constante solaire exprime la quantité d’énergie solaire que recevrait une surface de $1m^2$ située à une distance de $1ua$ (distance moyenne Terre-Soleil égale à $149597871km$), exposée perpendiculairement aux rayons du Soleil, en l’absence d’atmosphère. Pour la Terre, elle représente donc la densité surfacique du flux solaire

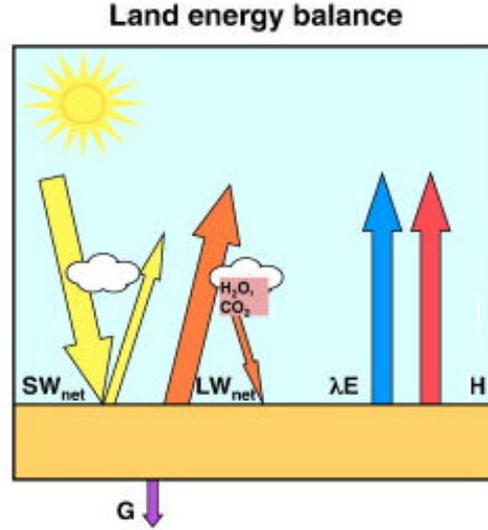


FIGURE 1.2 – Schématisation du bilan d'énergie à la surface [Seneviratne et al., 2010].

incident au sommet de l'atmosphère S . Elle est égale à $1360,8 \mp 0.5 W m^{-2}$ [Kopp and Lean, 2011]. La terre va intercepter l'équivalent de sa surface projetée sur un plan vertical $S\pi r^2$, où r est le rayon de la terre, et va réfléchir une partie du rayonnement solaire ($-\alpha S\pi r^2$) où α est l'albédo planétaire, égal à 30% sur la terre. Ainsi, au sommet de l'atmosphère, le bilan net du flux solaire est de $238 W.m^{-2}$.

A la surface de la Terre, le bilan net du flux solaire dépend des propriétés optiques de l'atmosphère ainsi que de la surface. Il peut s'écrire comme suit :

$$\begin{aligned} SW_{net} &= SW_{down} - SW_{up} \\ &= (1 - \alpha_{surf})SW_{down} \end{aligned} \quad (1.3)$$

où l'albédo de surface α_{surf} est le rapport SW_{up}/SW_{down} .

L'albédo détermine la fraction de flux radiatif solaire qui est réfléchi. Plus l'albédo est élevé, et plus l'énergie solaire disponible à la surface est faible. L'albédo de surface dépend des propriétés de la surface telles que le type de sol, la végétation, le couvert neigeux ou encore l'humidité du sol. Ceci lui confère une variabilité saisonnière du fait de la variation du couvert végétal, mais aussi une variabilité à des échelles de temps plus fines du fait de la présence de neige, et de l'humidité de surface.

Le flux radiatif infrarouge à la surface est la résultante de la différence entre le flux infrarouge émis par l'atmosphère et arrivant à la surface, et le flux infrarouge émis par la surface vers le haut :

$$LW_{net} = LW_{down} - LW_{up} \quad (1.4)$$

D'après la loi de Planck, la densité surfacique du flux thermique notée F (en Wm^{-2}) émis par un corps varie en fonction de sa température T (exprimée en Kelvin), et de son émissivité ϵ selon la formule :

$$F(T) = \epsilon\sigma T^4 \quad (1.5)$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann qui vaut environ $5,67 \cdot 10^{-8} Wm^{-2}K^{-4}$.

Le flux radiatif infrarouge émis par la surface vers l'atmosphère dépend donc de sa température, mais aussi des propriétés du sol à travers son émissivité ϵ .

Concernant le flux radiatif infrarouge arrivant à la surface, il résulte d'une succession d'absorptions et d'émissions, qui dépend de la composition de l'atmosphère en gaz à effet de serre, et de sa température. La vapeur d'eau étant le principal gaz à effet de serre dans l'atmosphère, le flux radiatif infrarouge arrivant à la surface en dépend fortement. Plus l'atmosphère est humide, plus elle émettra de flux infrarouge vers la surface.

Le flux infrarouge net à la surface est très important pour la détermination de la température de nuit. En effet, durant le jour, le flux solaire est très élevé et domine le bilan d'énergie à la surface. Au contraire, durant la nuit, sa valeur est nulle, et c'est le flux radiatif infrarouge qui pilote le bilan d'énergie à la surface. Il joue ainsi un rôle très important sur le cycle diurne de la température, en contrôlant en partie la valeur de la température de nuit.

1.2.2 Flux de conduction thermique

Le flux de conduction thermique dans le sol correspond à la transmission de la chaleur dans le sol de proche en proche sans déplacement de matière. Le flux de chaleur par conduction dans le sol (G) est proportionnel au gradient de température dans le sol, et à la conductivité thermique du sol λ ($Wm^{-1}K^{-1}$) [Liang et al. \[1999\]](#) :

$$G = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \quad (1.6)$$

La conductivité thermique est la capacité du sol à transporter de l'énergie. La variation du flux G avec la profondeur conduit à une variation du contenu en chaleur du sol :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{C} \frac{\partial G}{\partial z} \quad (1.7)$$

où C est la capacité thermique volumique du sol ($Jm^{-3}K^{-1}$).

En combinant les équations 1.6 et 1.7, et en considérant un sol homogène, on obtient l'équation de la diffusion de la chaleur dans le sol :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{C} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (1.8)$$

où $D = \lambda/C$ représente la diffusivité thermique du sol (m^2s^{-1}). Elle représente la facilité de transmission du signal de variation de température d'une profondeur du sol à une autre.

Si on suppose que la température à la surface est une fonction sinusoïdale de la forme :

$$T(0, t) = \bar{T} + A_s \sin(\omega t) \quad (1.9)$$

avec A_s l'amplitude de la température à la surface, \bar{T} la température moyenne, et $\omega = 2\pi/\tau$ la fréquence du signal, avec τ la période qui vaut 86400s pour un cycle diurne, alors, la solution analytique de l'équation 1.8 s'écrit :

$$T(z, t) = \bar{T} + A_s e^{-\frac{z}{d}} \left[\sin\left(\omega t - \frac{z}{d}\right) \right] \quad (1.10)$$

Avec $d = \sqrt{\tau\lambda/(\pi C)}$ la profondeur à laquelle l'amplitude diurne est atténuée d'un facteur e, connue sous le nom de : "*profondeur d'atténuation*".

Dans le cas d'un sol homogène sur la verticale (ce qui est supposé ici), on peut montrer à partir des équations 1.6 et 1.7 et en utilisant comme coordonnée verticale une coordonnée ramenée à la profondeur de référence d comme suit [Houdrin, 1992] :

$$z' = \frac{z}{d} \sqrt{\tau/\pi}$$

alors, le flux de conduction thermique dans le sol G s'écrit :

$$G = \sqrt{\lambda C} \frac{\partial T}{\partial z'} \quad (1.11)$$

Dans ce cas, le modèle ne dépend que d'une seule grandeur physique qui est l'*inertie thermique* Γ . Elle combine la conductivité et la capacité thermique volumique, et est donnée par $\Gamma = \sqrt{C\lambda}$ ($J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$).

1.2.3 Les flux turbulents

Si on considère une variable météorologique X, en tenant compte de la turbulence dans l'atmosphère, cette variable s'exprime en fonction de la somme de sa moyenne \bar{X} , et d'une fluctuation autour de sa moyenne X' . Comme dans la couche limite, les termes de cisaillement vertical sont très élevés par rapport aux termes de flux horizontaux, on peut négliger ces derniers. Le flux turbulent d'une quantité ψ s'exprime en fonction de la masse volumique de l'air ρ , de la fluctuation de la vitesse verticale w' , et de la fluctuation de la quantité considérée ψ' comme suit : $F_\psi = \overline{\rho w' \psi'}$

La formulation dite "Bulk" est une modélisation permettant l'estimation des flux turbulents F_ψ . Par analogie au transfert moléculaire, cette théorie permet aux flux turbulent d'une variable météorologique (ψ) d'être relié au gradient vertical de la

variable considérée par des coefficients d'échange. Ces gradients sont calculés entre une hauteur de référence et la surface.

Le flux de chaleur sensible (H) correspond au transfert de chaleur par convection et conduction entre la surface et l'air. Il contribue à réchauffer les basses couches de l'atmosphère. Dans la formulation Bulk, le flux sensible s'exprime comme suit :

$$H = \rho C_d V C_p (T_s - T_{air}) \quad (1.12)$$

où ρ est la masse volumique de l'air. V : le vent, C_p la chaleur spécifique, proche de $1000 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$, et C_d le coefficient de frottement.

Le flux sensible dépend donc de la différence entre la température de surface et de la température de l'air proche de la surface.

Le flux de chaleur latente (LE) correspond au flux d'énergie nécessaire pour évaporer l'eau. Cette évapotranspiration provient aussi bien de l'évaporation de l'eau interceptée par le couvert végétal que l'évaporation du sol nu, ou encore la transpiration des plantes. Suivant la formule Bulk, Le flux latent s'écrit :

$$LE = \rho \beta C_d V C_p (q_{sat}(T_s) - q_{air}) \quad (1.13)$$

où $q_{sat}(T_s)$ correspond à l'humidité spécifique à saturation de la surface, et q_{air} correspond à l'humidité spécifique de l'air. L est la chaleur latente de vaporisation de l'eau : c'est la quantité de chaleur requise pour transformer un gramme de liquide en vapeur, sans changement de température. Elle est égale à 2257 kJ kg^{-1} . β est le coefficient de stress hydrique.

Le processus d'évapotranspiration est conditionné par deux phénomènes :

- La demande évaporative de l'atmosphère, appelée également évapotranspiration potentielle. C'est l'évaporation qui existerait si la surface était couverte d'eau à la même température T_s . Cette évaporation dépend uniquement des conditions climatiques. Elle représente ainsi la demande en eau atmosphérique. Elle est déterminée par l'apport d'énergie à la surface (le rayonnement net), ainsi que la capacité de transfert vers l'atmosphère de l'humidité à la surface. Cette dernière est déterminée par le gradient de pression partielle de vapeur d'eau entre l'air, et la surface mais aussi par le vent ou encore la rugosité de surface.
- La capacité de la surface à satisfaire la demande évaporative de l'atmosphère. Dans certaines régions, l'évaporation est limitée par la disponibilité en eau dans le sol, ainsi que la résistance stomatique et structurale des plantes. Ces résistances se traduisent par le facteur d'évaporation β . Appelé également facteur limitant, ou facteur de stress hydrique, il dépend de la résistance à l'évaporation du couvert végétal (résistance structurale et stomatique), et de la quantité d'eau disponible dans le sol. A l'échelle d'une maille d'AGCM, le

facteur de stress hydrique est moyenné, et tient compte aussi bien des parties sèches et humides de la maille, ce qui conduit à des valeurs pas très réalistes.

La répartition d'énergie entre le flux sensible et le flux latent peut être caractérisée par le rapport de Bowen : B (défini comme le rapport du flux sensible au flux latent ($B = H/LE$) [Bowen, 1926]), ou encore la fraction évaporative FE, (définie comme le rapport entre le flux latent, et la somme des flux latent et sensible [Gentine et al., 2007]). Cette répartition entre flux latent et flux sensible est déterminante pour le cycle hydrologique, le développement de la couche limite, la météo et le climat ou encore la détermination de la température [Wilson et al., 2002].

1.3 Un témoin important pour le climat : La température

La température est une variable clé dans de nombreux domaines liés à la météorologie, à la climatologie, à l'hydrologie, ou encore à l'écologie [Becker and Li, 1990; Duan et al., 2014; Wan, 2014].

La température moyenne d'une planète dépend de sa distance au soleil, des conditions à sa surface telles que sa topographie, la présence de glace, son inertie thermique, ou encore son albédo. Elle dépend également de la turbulence de son atmosphère ainsi que de sa composition, et de l'effet de serre qui en résulte.

1.3.1 La température de surface

La température de surface est la température à l'interface entre la surface de la terre et l'atmosphère. Hormis le flux solaire, tous les autres flux du bilan d'énergie en dépendent. C'est donc une variable clé à étudier si on s'intéresse au couplage entre la surface et l'atmosphère. Elle est plus généralement reliée aux propriétés à la surface en comparaison à la température de l'air. Comme il est en pratique difficile de mesurer la température de surface avec des mesures in situ, on utilise généralement des mesures issues de satellites [Beckera and Lia, 1995].

La température de l'air est quant à elle mesurée in situ dans des stations météorologiques, en général à une hauteur de référence de 2 m pour assurer l'inter-comparabilité entre les mesures. Cependant, la température de l'air étant très sensible aux conditions à la surface, il est alors difficile de collecter des données de température de l'air tout en ayant une bonne estimation des hétérogénéités spatiales de cette variable, surtout dans les régions où la densité des stations météorologiques est très faible. Malgré tout, la mesure de la température de l'air étant plus directe, et les séries de données plus longues que celles de la température de surface, on utilise souvent la température de l'air plutôt que la température de surface pour évaluer les modèles, et quantifier les biais. Il est néanmoins important de garder

présent à l'esprit le fait que bien que ces deux températures soient corrélées, elles sont cependant différentes, aussi bien en terme de valeur qu'en terme de processus physiques, ou de technique de mesure. Sur les surfaces continentales, cette différence dépend beaucoup du vent et de la rugosité de surface qui sont déterminés par le couvert végétal, l'état de la surface, la circulation de grande échelle ou encore l'état de la couche de surface [Jin and Dickinson, 1999].

Bien que le climat soit ressenti à une échelle locale, la température moyenne globale est une métrique intéressante pour l'étude du climat et de son évolution [Hansen et al., 2006]. C'est un diagnostic utilisé par de nombreux groupes de recherche [Hansen et al., 2010]. Les observations [Jones et al., 2012] et les reconstructions [Jungclaus et al., 2010] de l'évolution de la température globale révèlent un réchauffement important durant les dernières 150 années [GIEC, 2013] (figure 1.3).

Au regard de l'importance de la température comme index d'évolution climatique, il est important de représenter correctement cette variable dans les modèles. Depuis quelques années, les modèles climatiques ont bien progressé. En effet, selon le rapport du GIEC [2013], les modèles parviennent à reproduire les structures spatiales et les tendances de la température au voisinage de la surface observées à l'échelle des continents sur de nombreuses décennies, y compris le réchauffement relativement rapide observé depuis le milieu du XXe siècle et le refroidissement suivant immédiatement les éruptions volcaniques majeures. Cependant, des biais de températures persistent, affectant d'une part les projections climatiques, et d'autre part la dispersion entre les modèles [Cheruy et al., 2014]. Cette dispersion réduit la confiance que l'on peut avoir dans les projections climatiques, et limite les utilités des études d'impacts du changement climatique. La bonne représentation de la température au voisinage de la surface par les modèles reste ainsi un défi.

1.3.2 Importance du cycle diurne de la température

L'analyse de la température peut se faire à plusieurs échelles de temps, allant des périodes décennales à saisonnières en passant par l'inter-annuelle.

Comme nous l'avons dit, l'étude de la température moyenne est un indicateur important de l'évolution du climat, cependant, l'étude de la variabilité de la température à des fréquences élevées telles que le cycle diurne est un complément très utile [Braganza and Arblaster, 2004].

Le cycle diurne résulte de la rotation d'une planète autour d'elle même. Cette rotation génère une oscillation du chauffage solaire près de la surface, qui produit à son tour une forte oscillation diurne de la température de surface. Cette oscillation régulière est un des signaux les plus prononcés du climat de la terre [Yang and Slingo, 2001]. Les informations concernant le cycle diurne de la température de surface sont importantes pour plusieurs applications météorologiques, climatologiques, hydrologiques et écologiques ([Aires et al., 2004; Jin and Dickinson, 1999; Wan, 2014; Zhan et al., 2012]). Dans le domaine du climat, le cycle diurne de la

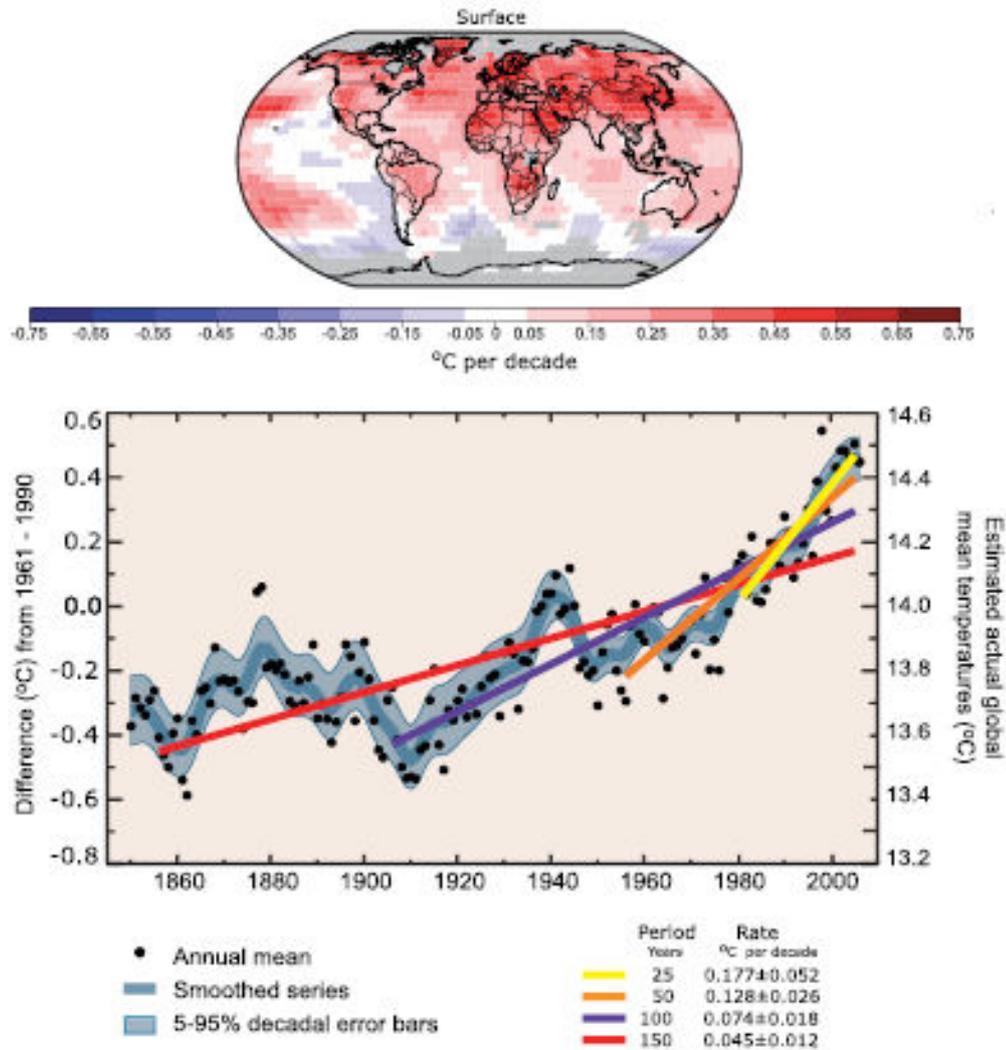


FIGURE 1.3 – (haut) Structure spatiale de la tendance globale de la température sur la période 1979-2005. Les zones grises représentent les zones de données incomplètes. (bas) L'axe de gauche montre les anomalies de température par rapport à la moyenne sur la période 1961-1990, et l'axe de droite montre une estimation de la température, tous deux en °C. Les tendances linéaires sont tracées pour les 25 (jaune), les 50 (orange), les 100 (magenta) et les 150 (rouge) dernières années. La courbe lissée bleue montre la variation décennale avec une erreur décennale de 90 % (bande bleue claire) [GIEC, 2013].

température permet de calculer plusieurs paramètres de surface tels que l'émissivité, l'inertie thermique ou encore l'humidité de surface dans le domaine de la télédétection par exemple [Cai et al., 2007; Jiang et al., 2006; Sobrino and El Kharraz, 1999; Sun and Pinker, 2003; Zhao et al., 2013]. Il joue également un rôle dans les événements extrêmes, tels que les vagues de froid et de chaleur. C'est aussi à cette échelle temporelle que les êtres vivants sont soumis aux plus fortes variations de températures, souvent caractérisées par : l'*amplitude diurne* (Diurnal Temperature Range, DTR), qui est la différence entre la température maximale journalière et la température minimale ($DTR = T_{max} - T_{min}$). Cette amplitude est également un indicateur important du changement climatique [Sun et al., 2006].

Dans ce contexte, la capacité des modèles à reproduire le cycle diurne de la température est un enjeu majeur [Rio et al., 2009]. Par ailleurs, l'analyse de la température à l'échelle diurne permet d'une part de comprendre les processus physiques qui la contrôlent, et d'autre part d'évaluer plusieurs aspects de la paramétrisation physique des modèles de climat, allant du transfert radiatif aux échanges d'énergie entre la surface et la couche limite, en passant par les nuages [Dai and Trenberth, 2004].

Durant les 50 dernières années, l'augmentation de la température a été associée à une augmentation plus élevée de la température journalière minimale (T_{min}) par rapport à l'augmentation de la température maximale (T_{max}) [Easterling et al., 1997; Karl et al., 1993; New and Jones, 2000]. Depuis 1979, le minimum de température a augmenté dans la plupart des régions, à l'exception de l'ouest de l'Australie, le sud de l'Argentine, et une part du nord de l'océan pacifique. La température maximale journalière a également augmenté dans la plupart des régions à l'exception du nord du Pérou et de l'Argentine du nord, et du nord ouest de l'Australie, et une part du nord de l'océan pacifique [Vose et al., 2005]. Une diminution de l'amplitude diurne sur les surfaces continentales a donc été constatée 1.4. Toutefois, cette diminution n'est uniforme ni dans les observations [Easterling et al., 1997], ni dans les modèles [Stone and Weaver, 2002], et elle a connu une atténuation durant les 20 dernières années [Vose et al., 2005]. Les nuages sont cités comme l'une des principales causes de la diminution observée de l'amplitude diurne de la température du fait de leur impact sur le rayonnement solaire incident [Dai and Trenberth, 1999; Kukla and Karl, 1993; Zhou et al., 2007]. Au delà des effets radiatifs, l'augmentation des nuages peut également entraîner une augmentation des précipitations et de l'humidité du sol, diminuant l'amplitude diurne de la température [Dai and Trenberth, 1999; Zhou et al., 2004] du fait de l'augmentation de l'évapotranspiration [Zhou et al., 2007]. Par ailleurs, d'autres mécanismes tels que les variations de la circulation atmosphérique, des aérosols, ou de l'utilisation des sols peuvent aussi contribuer à la diminution de l'amplitude diurne [Collatz et al., 2000; Hansen et al., 1995; Karl et al., 1993]. Mais en définitif, quelle que soit la cause de la réduction de l'amplitude diurne de la température (nuages, humidité du sol, gaz à effet de serre, aérosols...),

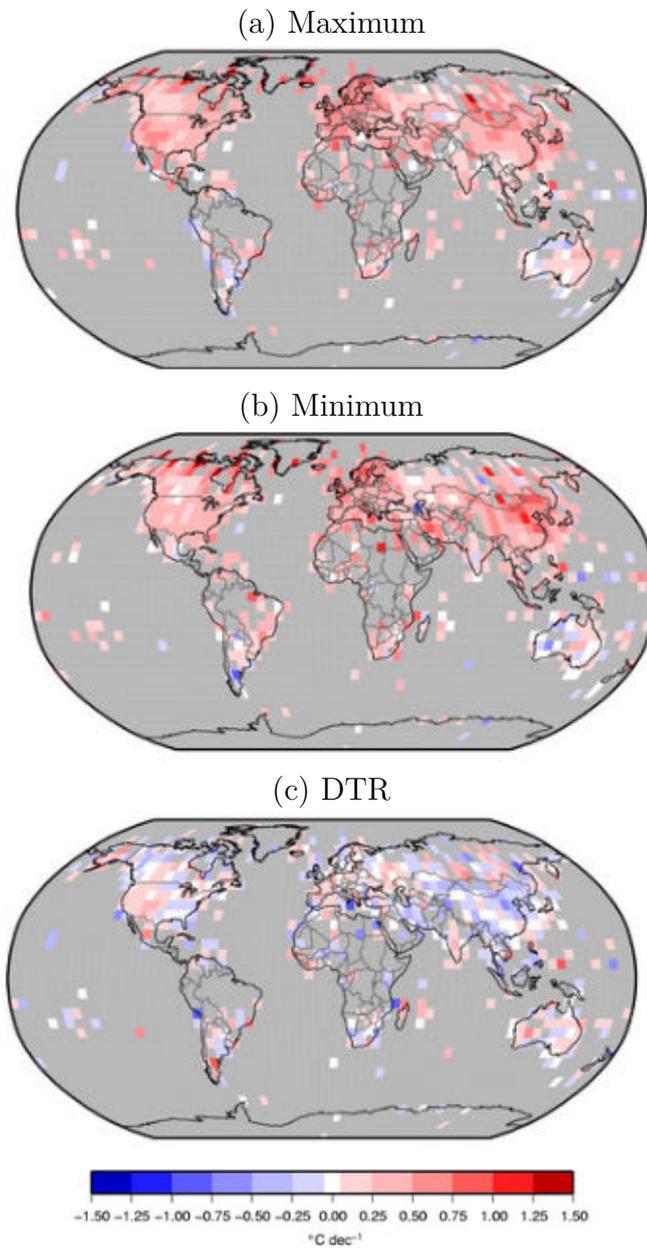


FIGURE 1.4 – Tendance pour la résolution $5^\circ \times 5^\circ$ de la température maximale (a) et minimale (b), et de l’amplitude journalière de température (c) sur la période 1979-2004 par rapport à la normale 1979-2004 [Vose et al., 2005].

elle résulte nécessairement de la dissymétrie diurne des mécanismes du couplage surface-atmosphère [Zhou et al., 2009]. Les valeurs de la température maximale et de la température minimale ne sont pas contrôlées par les mêmes processus : la température minimale (T_{min}) est beaucoup plus sensible au flux radiatif infrarouge alors que la température maximale (T_{max}) est affectée par le chauffage solaire, et la répartition de l'énergie entre le flux sensible et le flux latent [Dai and Trenberth, 1999; Zhou et al., 2009]. Ainsi, dans le but de comprendre les processus contrôlant la température de surface moyenne et son amplitude diurne, il est important de bien séparer le jour, de la nuit lors de l'analyse du bilan d'énergie à la surface.

1.4 Couplage entre l'humidité de surface et la température

Évaluer la représentation du cycle diurne de la température de surface est un bon moyen d'évaluer le bilan d'énergie à la surface et les processus le contrôlant, dont la répartition entre le flux latent et le flux sensible est l'un des plus importants. Cette répartition dépend de plusieurs paramètres tels que la demande évaporative de l'atmosphère, qui est liée à l'état de la couche limite, ou le couvert végétal. Mais l'un des paramètres les plus importants est sans aucun doute : l'humidité dans le sol.

Lorsque les précipitations (P) atteignent le sol, une part de celles-ci est évaporée (E), une part ruisselle à la surface vers les rivières (Q) et une part est drainée par le sol vers les nappes phréatiques (D). La variation dans le temps de l'eau dans le sol s'écrit :

$$\frac{dS}{dt} = P - Q - D - E \quad (1.14)$$

L'évapotranspiration E constitue donc un lien direct entre le bilan d'énergie et le cycle d'eau à la surface. Elle est en partie contrainte par la disponibilité en eau du sol, cependant, la relation entre l'humidité du sol et l'évaporation diffère selon les régions. En effet, on définit généralement deux régimes d'évaporation : (1) Le régime "*limité en eau*", où l'évaporation est limitée par l'humidité de surface, et (2) le régime "*limité en énergie*", où c'est l'énergie disponible à la surface qui limite l'évaporation, l'humidité dans le sol étant, dans ce cas, largement suffisante pour satisfaire la demande évaporative de l'atmosphère.

Dans les régions limitées en eau, l'eau stockée dans le sol est une variable clé (figure 1.5). Elle impacte le bilan d'énergie à la surface en contrôlant en partie le coefficient de stress hydrique, mais également l'albédo à la surface ou encore les propriétés thermiques du sol. Elle a également un impact sur les précipitations, les nuages, et la stabilité atmosphérique. L'humidité dans le sol constitue également une mémoire de l'énergie et de l'eau dans le sol, ce qui lui confère un rôle très

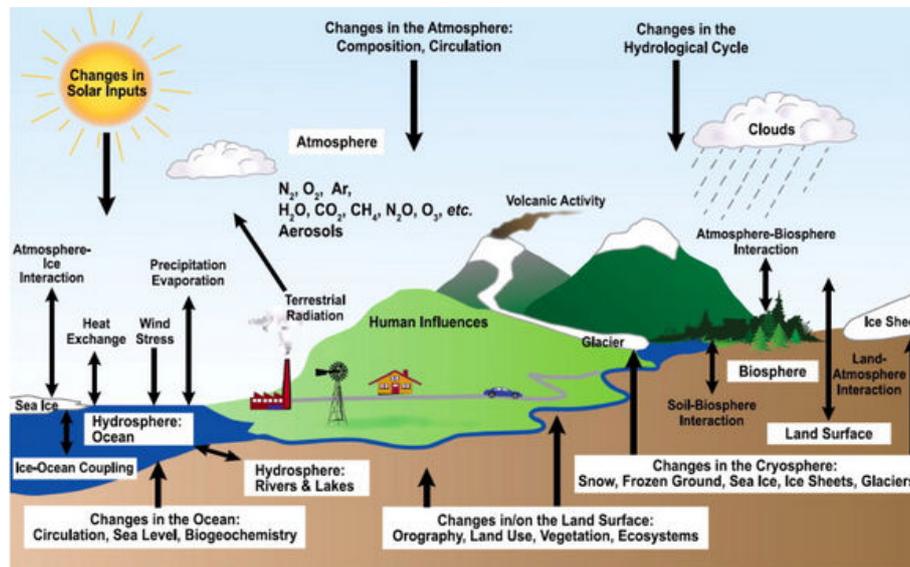


FIGURE 1.5 – Système global du climat [IPCC et al., 2007].

important dans la prédictibilité du climat. Elle est aussi impliquée dans bon nombre de rétroactions à l'échelle locale, régionale et globale, et joue un rôle important en changement climatique [Seneviratne et al., 2010].

Il existe une relation entre l'humidité du sol et la température. L'étude de Seneviratne et al. [2010] résume les interactions les plus importantes entre ces deux variables dans la figure 1.6.

Cette figure montre le lien possible entre une anomalie négative de l'humidité du sol sur une anomalie positive de la température, à travers une anomalie négative de l'évapotranspiration. La relation (A) fait référence au lien entre l'humidité de surface et l'évaporation : une anomalie négative de l'humidité de surface conduit à une anomalie négative de l'évapotranspiration. La relation (B) fait référence au lien entre l'évapotranspiration et la température de l'air à travers le flux sensible. Une anomalie négative de flux latent augmente le flux sensible, et par suite, la température de l'air. Et enfin, la relation (C) fait référence à la rétroaction positive de l'anomalie de température sur l'anomalie de l'humidité de surface par le biais de la rétroaction sur l'évaporation. En effet, l'augmentation de la température va atténuer la chute de l'évaporation en augmentant la demande évaporative de l'atmosphère. Par suite, l'atténuation de la chute de l'évaporation va amplifier la chute d'humidité de surface.

Comme l'humidité de surface contraint l'évaporation, qui contraint à son tour la température de surface, l'analyse du couplage entre l'humidité de surface et la température via l'évapotranspiration est très importante. Elle a fait l'objet de plusieurs études depuis quelques années ([Brabson et al., 2005; Clark et al., 2006; Koster et al., 2006; Seneviratne et al., 2006]). Certaines études ont même montré le rôle

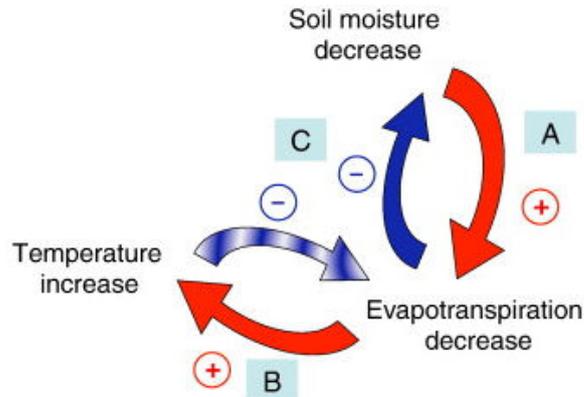


FIGURE 1.6 – Processus contribuant au couplage humidité du sol et température. La flèche rouge indique un processus qui conduit à un assèchement/réchauffement dans la réponse à une anomalie négative d’humidité du sol, alors que la flèche bleue fait référence à une rétroaction potentielle négative. (A), (B) et (C) font référence aux différentes étapes de la rétroaction (voir texte) [Seneviratne et al., 2010].

de l’humidité de surface dans les événements extrêmes de températures comme les vagues de chaleur [Durre et al., 2000; Fischer et al., 2007a,b].

On distingue deux types de régions où le régime est limité en eau : Les régions sèches, où il n’y a pas suffisamment d’eau dans le sol pour évaporer. Et les *régions de transition*, définie comme des régions de fort couplage entre l’humidité dans le sol, et l’évaporation. Ce sont donc des régions où la variabilité de l’humidité du sol contrôle la variabilité de la température via l’évaporation (suivant les mécanismes représentés dans la figure 1.6). Ainsi, en calculant le coefficient de corrélation entre l’évaporation et la température $\rho(E, T)$, on peut distinguer les zones de transition, des zones limitées en énergie. Les régions limitées en eau (zones de transition) sont caractérisées par un coefficient de corrélation négatif ($\rho(E, T) < 0$) : l’augmentation de la température correspond à la diminution de l’évaporation. Et les régions limitées en énergie sont caractérisées par un coefficient de corrélation positif ($\rho(E, T) > 0$) : l’augmentation de la température du fait de l’augmentation de l’énergie à la surface est accompagnée par l’augmentation de l’évaporation, l’eau dans le sol n’étant pas limitante (voir figure 1.7).

Ces régions de transition sont situées entre les régions humides, et les régions sèches. Cependant, Boé and Terray [2008] ont montré, utilisant les modèles issus de l’exercice CMIP3 que durant l’été, moins de 70 % des modèles sont d’accord sur la détermination des zones de transition en Europe. Par ailleurs, la dispersion entre les modèles de la température en changement climatique dans les zones de transition peut être attribuée en partie à la manière dont les mécanismes contrôlant l’évaporation (humidité de surface et bilan radiatif) sont représentés dans les modèles. Par conséquent, pour avoir une bonne représentation de la température de surface par

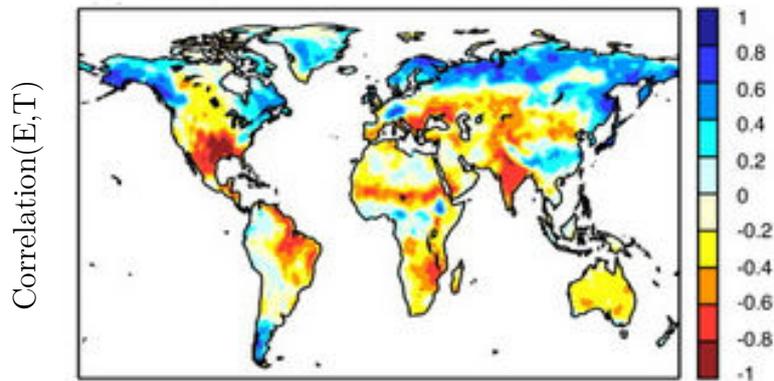


FIGURE 1.7 – Estimation du couplage entre l’humidité du sol et la température pour la période 1970–1989 basée sur 3 GCMs diagnostiquée avec le coefficient de corrélation $\rho(E,T)$: Corrélation entre l’évapotranspiration et la température [Seneviratne et al., 2006].

les modèles dans les zones de transition, il est primordial de bien représenter les mécanismes contrôlant l’évaporation, notamment l’humidité dans le sol.

1.5 Problématique générale

1.5.1 Contexte

Évaluer les capacités d’un modèle climatique à simuler la température du climat présent renseigne sur son degré de réalisme, et donc sur le degré de confiance que l’on peut mettre dans ses simulations ainsi que dans les mécanismes qu’il représente. Les modèles de climat ont des biais importants de la température de surface simulée [Cheruy et al., 2014; Christensen and Boberg, 2012; Mueller and Seneviratne, 2014]. Ces biais peuvent être systématiques en climat présent [Christensen et al., 2008], mais peuvent s’accroître en changement climatique, influençant l’interprétation des projections [Christensen and Boberg, 2012; Christensen et al., 2008].

Afin de s’affranchir des biais des modèles, des études ont proposé d’utiliser une méthode de correction de biais qui augmente linéairement avec la température. Alors que cette hypothèse est justifiée pour les projections à court terme, lorsque la température ne varie pas beaucoup, à long terme, Bellprat et al. [2013] ont montré que cette hypothèse n’est plus valable pour des valeurs de température plus élevées. De fait, aborder la question des biais par leur suppression dans les projections climatiques est un pis-aller.

Un autre moyen de corriger les biais est de comprendre leurs origines et d’améliorer les modèles par la détection des processus manquants ou mal représentés.

C'est sur cette seconde méthode que notre choix s'est porté dans cette thèse. En effet, la robustesse des modèles de climat repose sur les mécanismes physiques qui le constituent. Meilleure est la représentation de la physique des phénomènes observés dans les modèles, et plus la confiance que l'on peut avoir en leurs simulations du climat actuel et du changement climatique sera élevée.

De nombreuses études suggèrent que l'analyse du bilan d'énergie à la surface est primordiale pour la compréhension des biais de température des modèles [Boé and Terray, 2008; Cheruy et al., 2014; Jaeger and Seneviratne, 2011]. Elles mettent notamment en avant l'importance de bien représenter la répartition entre le flux sensible et le flux latent dans les zones de transition pour représenter correctement la température moyenne.

Si on compare par exemple la température moyenne journalière sur la saison d'été (JJAS) et d'hiver (DJFM) boréal simulée par l'AGCM LMDZ, couplé à deux modèles de surface ORCHIDEE2 et ORCHIDEE11 (voir le chapitre 2 pour la description de chaque modèle), on constate que la différence entre les valeurs de la température de surface simulées par les deux modèles est importante dans plusieurs régions du globe (voir figure 1.8), comprenant les régions de transition, mais également les régions humides et les régions sèches. La température simulée par le modèle ORCHIDEE2 est globalement plus élevée que celle simulée par le modèle ORCHIDEE11 en été, mais peut être plus faible en hiver en Europe centrale. On note également l'existence de régions où les différences de température restent constantes quelle que soit la saison considérée (exemple : Le Sahara).

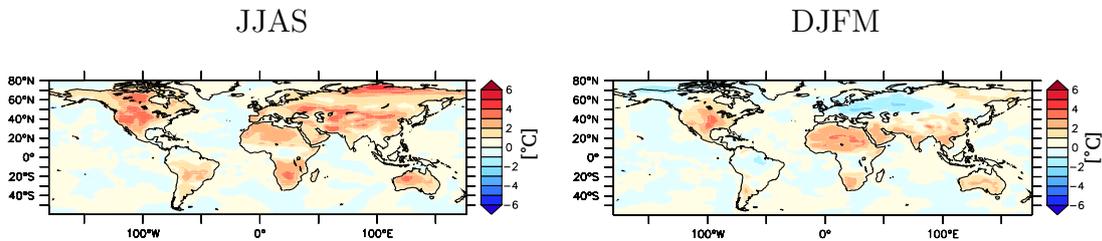


FIGURE 1.8 – Sensibilité de la moyenne mensuelle de la température de surface journalière au modèle de surface (ORCHIDEE2 - ORCHIDEE11), moyennée sur la saison de JJAS (gauche) et DJFM (droite).

Les résultats des différences de température dans les régions sèches sont surprenants étant donné que les deux modèles partagent les mêmes paramètres de surface tels que le couvert végétal, la rugosité ou l'albédo, et qu'ils ne diffèrent que par la représentation de l'eau dans leurs sols.

Si on s'intéresse à présent à l'échelle diurne, en analysant la température journalière maximale (de jour) et minimale (de nuit) moyenne pour les deux saisons (JJAS et DJFM) (figure 1.9), on constate que les différences de température de nuit sont beaucoup plus fortes que les différences de température de jour (atteignent 11°C pour la température de nuit alors qu'ils sont de 5°C pour la température de jour).

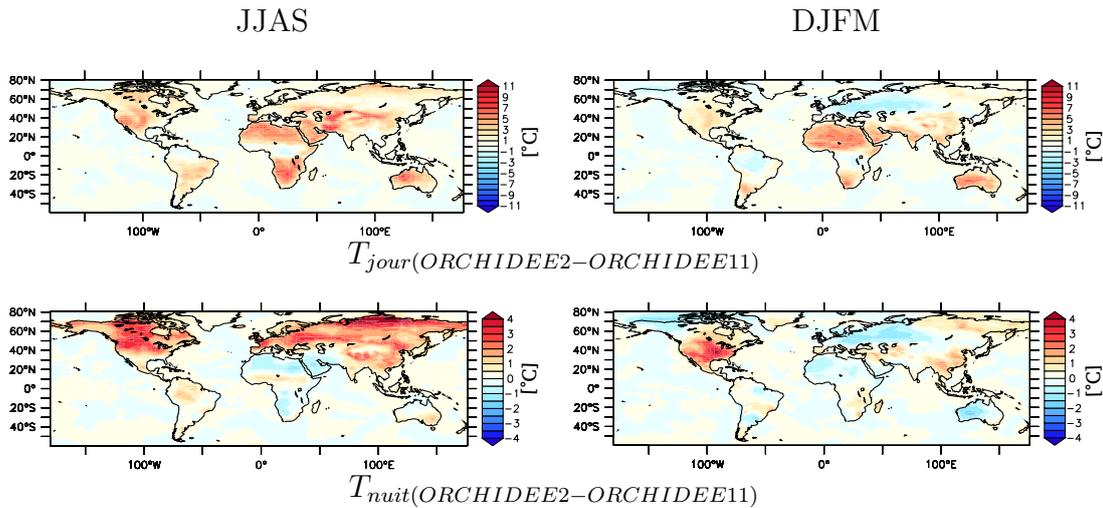


FIGURE 1.9 – Sensibilité de la moyenne mensuelle de la température journalière minimale (première ligne) et maximale (deuxième ligne) au modèle de surface (ORCHIDEE2 - ORCHIDEE11), moyennées sur la saison de JJAS (gauche) et DJFM (droite). Notez que l'échelle est de -11 à 11°C pour la température de surface minimale et de -4 à 4°C pour la température de surface maximale.

De plus, la structure spatiale des différences de température de nuit est totalement différente de celle de la température de jour. Par exemple, les différences de température moyenne en été sont liées aux différences de température de nuit dans les régions sèches comme le Sahara ou l'Australie, alors qu'elles sont liées aux différences de température de jour dans des régions plus humides comme l'Europe.

Au regard de ces résultats, et comme les températures maximale et minimale sont toutes deux contrôlées par des processus distincts, nous avons choisi d'aborder la question de la représentation de la température moyenne en abordant le cycle diurne.

Par ailleurs, étant donnée l'étendue des différences de température entre les deux modèles dans le monde, et leur structure spatiale, il nous semblait important de nous pencher sur les trois types de régions définies par la disponibilité en eau dans le sol : (1) Les régions sèches, (2) les régions humides, et (3) les régions de transition.

1.5.2 Organisation de la thèse

L'objectif de ma thèse est de contribuer, par l'analyse du bilan d'énergie à la surface à améliorer la compréhension des processus contrôlant le cycle diurne de la température, et de comprendre les sources potentielles de biais entre les modèles dans les régions sèches, dans les régions humides, et de transition.

La restitution de mon travail de thèse au travers de ce manuscrit s'organise autour de trois parties :

- **Partie I : Introduction générale.**

Dans le présent chapitre, nous synthétisons l'état des connaissances à propos de la température de surface, et des principaux mécanismes de couplage entre les surfaces continentales et l'atmosphère la contrôlant. Le contexte général et les questions abordées dans cette thèse y sont également résumés. Le *chapitre 2* est consacré à la présentation des modèles de surface continentale et de circulation atmosphérique qui sont utilisés dans le cadre de cette thèse. Ce chapitre comprend également une description des différentes configurations de modèle employées.

- **Partie II : Sensibilité de la température de surface dans les régions sèches.**

Dans le *chapitre 3*, nous analysons les principaux mécanismes contrôlant la température de surface dans les régions sèches. Nous mettons en évidence le rôle crucial des propriétés thermiques du sol, couplé au rôle de la couche limite. En outre, nous développons dans le *chapitre 4* un modèle simple dans le but de confirmer la pertinence des résultats obtenus dans un premier temps. Dans un second temps, nous analysons le rôle de la forme du forçage solaire sur la sensibilité des extrêmes journaliers de température à l'inertie thermique.

- **Partie III : Sensibilité de la température de surface dans les régions humides.**

Nous analysons dans le *chapitre 5* le rôle de l'inertie thermique dans les régions humides, puis dans les régions de transition. Nous y mettons en évidence l'effet d'atténuation que joue l'humidité de sol sur la variabilité journalière de la température via l'inertie thermique.

Dans le *chapitre 6* qui clôture ces travaux de thèse, nous synthétisons les résultats obtenus. Nous discutons également de la pertinence et des perspectives que ces derniers engendrent et enfin les questions ouvertes qu'ils soulèvent.

CHAPITRE 2

Matériel et méthode

Sommaire

| | | |
|------------|--|-----------|
| 2.1 | Modèle de sol : ORCHIDEE | 26 |
| 2.1.1 | Description de la surface | 28 |
| 2.1.2 | Discrétisation verticale | 33 |
| 2.2 | Modèle d'atmosphère LMDZ | 36 |
| 2.2.1 | La Physique Standard : "LMDZ5A" | 37 |
| 2.2.2 | La nouvelle physique "LMDZ5B" | 39 |
| 2.2.3 | Différence entre les deux physiques atmosphériques | 41 |
| 2.3 | Simulations 3D | 43 |
| 2.3.1 | Simulations de référence | 43 |
| 2.3.2 | Guidage en vent | 43 |
| 2.4 | Simulations 1D | 44 |
| 2.4.1 | Le cas DICE | 45 |
| 2.4.2 | Description du cas | 46 |
| 2.4.3 | Mise en place et évaluation | 47 |
| 2.5 | Conclusion | 57 |

Le centre de modélisation du climat de l'IPSL (Institut Pierre Simon Laplace) a développé un modèle intégré du système climatique à travers une approche multidisciplinaire couvrant les différents domaines du climat. Le modèle de climat de l'IPSL comprend donc plusieurs modèles décrivant chacun un système particulier dont :

- Le modèle d'atmosphère (LMDZ) ;
- le modèle d'océan (NEMO), comprenant un module de glace de mer (LIM) et un module de bio-géochimie marine (PISCES) ;
- Le modèle de surfaces continentales (ORCHIDEE) ;
- Le modèle de chimie troposphérique (INCA) et le modèle de chimie stratosphérique (REPROBUS)

Ce travail de thèse étant focalisé sur le couplage entre la surface continentale et l'atmosphère, seuls les modèles d'atmosphère et de surface sont utilisés.

Pour cela, nous utilisons les deux versions de la physique atmosphérique du modèle LMDZ : LMDZ5A et LMDZ5B respectivement, couplées à deux différentes versions du modèle de surface ORCHIDEE qui sont : ORCHIDEE2 et ORCHIDEE11 dans des simulations globales ainsi que dans des simulations unidimensionnelles appliquées au cas DICE.

Dans ce chapitre, la description des modèles de surface et d'atmosphère est effectuée dans les sections 2.1 et 2.2 respectivement. Nous présentons également les configurations tridimensionnelles utilisées dans cette thèse (section 2.3). Et enfin, dans la section 2.4, la mise en place du cas unidimensionnel DICE est décrite, avec une illustration de ses résultats.

2.1 Modèle de sol : ORCHIDEE

Le modèle ORCHIDEE (ORganizing Carbon and Hydrology In Dynamics Ecosystems) est un modèle global de la biosphère continentale. Ce modèle peut être couplé à LMDZ, ou utilisé en mode forcé par des variables atmosphériques.

On distingue trois modules dans ORCHIDEE (figure 2.1) :

- **SECHIBA (Schématisation des EChanges Hydriques à l'Interface Biosphère-Atmosphère)** [Ducoudré et al., 1993] : Permet le calcul des échanges d'énergie et d'eau entre la surface, la végétation, et les basses couches de l'atmosphère. Ce module calcule les flux de surface turbulents, les températures du sol, ainsi que l'eau disponible dans le sol.
- **STOMATE (Saclay Toulouse Orsay Model for the Analysis of Terrestrial Ecosystem)** : Il permet la modélisation des cycles biogéochimiques continentaux, avec notamment la modélisation de l'évolution de la phénologie (c'est à dire la variation saisonnière de la végétation). Les processus y étant décrits sont au pas de temps de la journée.

- **LPJ (Lund Postdam Jena)** : Module écologique d'ORCHIDEE, il décrit l'évolution à long terme d'un type de végétation par rapport à un autre. Il inclut l'apparition et la disparition de plantes en fonction de critères climatiques, la compétition pour la lumière, le rôle des feux. Le pas de temps de ce module, plus long que SECHIBA et STOMATE est de un an.

Les deux derniers modules peuvent être activés ou désactivés selon l'objectif des simulations à effectuer. Dans le cadre de cette thèse, étant donné que les processus d'intérêt sont ceux concernant le bilan de l'énergie et de l'eau, STOMATE et LPJ sont désactivés, nous permettant de réduire les incertitudes liées à chacun des modules.

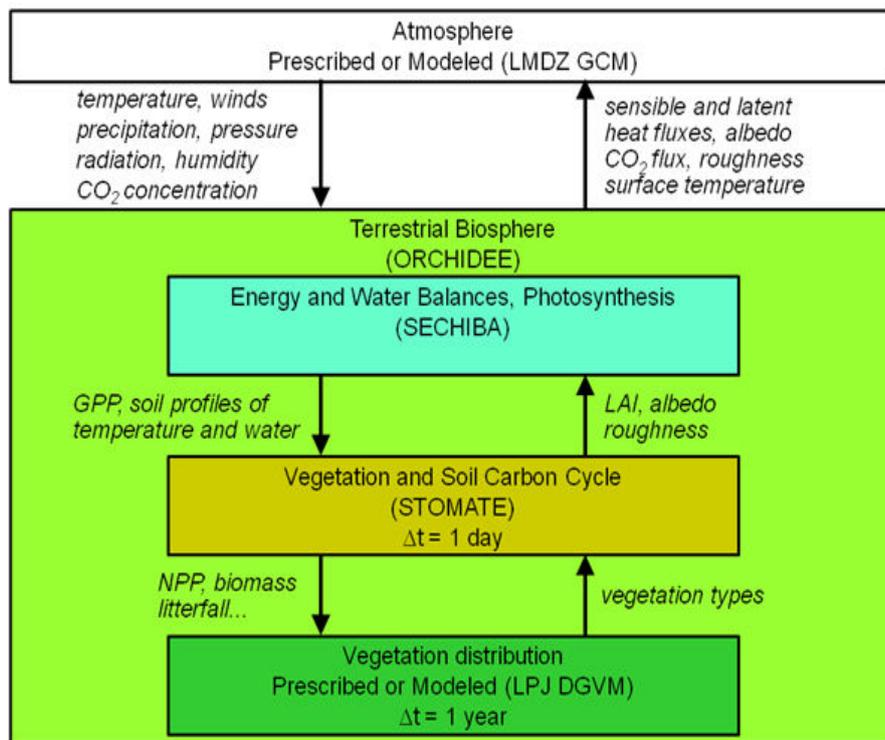


FIGURE 2.1 – Schématisation du fonctionnement d'ORCHIDEE [Krinner et al., 2005].

Les variables calculées par le modèle peuvent être de différents types :

- **Bilan d'énergie** : flux de chaleur sensible et latent, flux radiatif émis/absorbés infrarouge et solaire ;
- **Bilan d'eau** : Comprend aussi bien les flux d'eau tels que la transpiration, l'interception, l'évaporation, la sublimation, le ruissellement et le drainage, que les stocks d'eau tels que la neige, l'humidité du sol, les eaux souterraines et les rivières ;

- **Bilan de carbone** : comprend les flux de carbone (Photosynthèse, respirations autotrophe et hétérotrophe, productivité primaire nette, flux de CO₂ émis par les feux, flux total de CO₂ émis par les surfaces) ainsi que les stocks de carbone (litière, carbone du sol, biomasse des différents compartiments de la plante).

2.1.1 Description de la surface

Lorsque le modèle de surface ORCHIDEE est utilisé par défaut, différentes cartes représentant les paramètres de surface tels que l'albédo de sol nu, l'index de surface foliaire (Leaf Area Index, LAI), ou encore le pourcentage de végétation sont prescrites :

- **carteveg5km.nc** [Loveland et al., 2000] : Contient les pourcentages maximums de type de plante (Plant Functional Type, PFT), dont nous discuterons plus tard dans le chapitre.
- **lai2D.nc** [Loveland et al., 2000] : contient un LAI moyen mensuel par PFT d'ORCHIDEE.
- **routing.nc** [Vörösmarty et al., 2000] : c'est la carte de routage des bassins versants et direction de l'écoulement, index topographique
- **cartepente2d_15min.nc** : représente la carte de pente de sol
- **soils_param.nc** [Reynolds et al., 1999] : contient les couleurs de sols permettant la détermination de l'albédo de surface ainsi que la texture du sol.
- **floodplains.nc** [Lehner and Döll, 2004] : carte des plaines inondées, des réservoirs d'eau et de l'irrigation.

La résolution spatiale d'ORCHIDEE dépend de la résolution des forçages atmosphériques et de la résolution des cartes imposées à la surface. Ainsi, la résolution spatiale peut être aussi fine que souhaitée, selon les données disponibles. ORCHIDEE peut aussi être utilisé sur un point, lors de simulations sur site par exemple.

ORCHIDEE représente trois types de surfaces dans une même maille : les surfaces couvertes de végétation, les surfaces de sol nu, et les surfaces couvertes par les lacs, les villes ou la glace, que l'on appelle : la fraction "nobio". La somme de ces trois fractions est égale à 1.

Par ailleurs, la totalité de la diversité de la végétation ne pouvant être modélisée, ORCHIDEE regroupe les différentes grandes catégories de végétation dans 12 PFTs (Plant Functional Type) numérotées de 2 à 13. La première PFT représente quant à elle la fraction de sol nu dans la maille (voir tableau 2.1).

On peut trouver plusieurs PFTs dans une même maille les unes à côté des autres, mais même si la réalité est autre, les PFTs ne pourront jamais se superposer dans ce modèle.

La classification employée pour les PFTs peut dépendre par exemple de la saisonnalité du feuillage (permanent ou caduque), de sa forme (larges feuilles ou épines), de la forme et hauteur des plantes (arbres, prairies) etc... Les PFTs comprennent 8 classes pour les forêts, deux classes pour les prairies, et enfin, deux classes pour les cultures. Elles sont résumées dans le tableau 2.1. Chaque PFT est définie par des variables biogéochimiques et biophysiques particulières. Lorsque le modèle de sol est couplé à l’atmosphère, les variables biophysiques (telles que l’albédo des feuilles ou la rugosité) sont moyennées sur la maille.

TABLEAU 2.1 – Caractéristiques des PFTs du modèle de sol ORCHIDEE. H : hauteur prescrite de la végétation en m, $\alpha - VIS$ l’albédo dans la gamme du rayonnement visible, et $\alpha - NIR$, l’albédo dans le proche infrarouge. La tile représente la colonne de sol associée à chaque PFT. D’autres valeurs sont disponibles dans [Krinner et al. \[2005\]](#), et [Sitch et al. \[2003\]](#)

| PFT | H | $\alpha - VIS$ | $\alpha - NIR$ | Tile |
|---|-----|----------------|----------------|------|
| sol nu | 00 | (-) | (-) | 1 |
| Forêt tropicale d’arbres à feuillage persistant | 30 | 0.04 | 0.20 | 2 |
| Forêt tropicale d’arbre à feuillage caduque | 30 | 0.06 | 0.22 | 2 |
| Forêt tempérée de conifères à feuillages persistant | 20 | 0.06 | 0.22 | 2 |
| Forêt tempérée d’arbres à feuillages persistant | 20 | 0.06 | 0.22 | 2 |
| Forêt tempérée d’arbres à feuillage estival | 20 | 0.06 | 0.22 | 2 |
| Forêt boréale de conifères à feuillage persistant | 15 | 0.06 | 0.22 | 2 |
| Forêt boréale d’arbres à feuillage persistant | 15 | 0.06 | 0.22 | 2 |
| Forêt boréale d’arbres conifère à feuillage estival | 15 | 0.06 | 0.22 | 2 |
| Prairie naturelle de C_3 | 0.5 | 0.1 | 0.30 | 3 |
| Prairie naturelle de C_4 | 0.6 | 0.1 | 0.30 | 3 |
| Culture C_3 | 1.0 | 0.1 | 0.30 | 3 |
| Culture C_4 | 1.0 | 0.1 | 0.30 | 3 |

Le calcul du bilan d’eau et d’énergie n’est pas effectué par PFT, mais par ce que l’on appelle les *tiles*. Ce sont les colonnes regroupant les PFTs par type. Elles sont au nombre de trois. La première comprend le sol nu, la seconde comprend les forêts, et la troisième les prairies et cultures (voir tableau 2.1).

Dans chaque maille du modèle, un pourcentage maximal de végétation (F_{vmax}) est attribué à chaque PFT. Cependant, au cours d’une simulation, la fraction réelle (ou effective) de végétation F_v dépend de la surface foliaire (LAI) de chaque type de végétation. Elle est calculée suivant l’équation [[Monsi and Saeki, 1953](#)] :

$$F_v = F_{vmax}(1 - e^{k \times LAI}) \quad (2.1)$$

où le terme entre parenthèses fait référence à l’absorption de la lumière, et le coefficient k représente le coefficient d’extinction, fixé à 0.5 dans ORCHIDEE pour toutes les PFTs.

La fraction initialement prévue pour le sol nu $F_{bare-soil-init}$ est modifiée par l'addition de la surface de la PFT qui n'est pas recouverte par la végétation :

$$F_{bare-soil} = F_{bare-soil-init} + (F_{vmax} - F_v) \quad (2.2)$$

L'utilisation d'une telle méthode pour la détermination du pourcentage de végétation effective et du pourcentage de sol nu dans la maille soulève plusieurs points :

- L'équation 2.1 traduit l'efficacité des feuilles à intercepter la lumière. Elle a été développée initialement pour quantifier l'efficacité de la photosynthèse et a été transposée dans notre cas au calcul de la fraction de végétation effective par maille. Ceci peut être à l'origine d'une sous-estimation de la fraction de végétation par maille pour chaque PFT, et à la surestimation de la fraction de sol nu. En effet, pour que la fraction de végétation effective atteigne la fraction de végétation maximale imposée dans le modèle, il faut des valeurs de LAI extrêmement élevées (dépassant la valeur de 6), ce qui est très rare.
- Le coefficient d'extinction est lié à la taille, à l'inclinaison et à l'arrangement des feuilles. Il dépend ainsi du type de végétation et a une large gamme de variation (allant de 0.2 et pouvant dépasser la valeur de 4). Plus le couvert est uniforme, plus les valeurs du coefficient d'extinction sont élevées. On peut donc se demander si considérer un coefficient d'extinction d'une valeur de 0.5, uniforme pour toutes les PFTs ne conduit pas à une mauvaise estimation du pourcentage de végétation effective par maille, et par suite, du pourcentage de sol nu.
- Enfin, alors qu'en réalité, l'ombre de la végétation impacte le bilan d'énergie à la surface du sol nu qu'elle recouvre, cette formulation néglige cet effet, et calcule le même bilan d'énergie à la surface du sol nu de la première PFT, et du sol nu des autres PFTs. Des améliorations sont apportées dans la nouvelle version d'ORCHIDEE appelée : ORCHIDEE-CAN [Naudts et al., 2014], mais ne sont pas implémentées dans la version d'ORCHIDEE par défaut.

Type de sols

ORC2 n'étant pas basé sur des équations physiques, le type de sol n'est pas pris en compte dans ce modèle. En revanche, dans ORC11, trois différentes classes granulométriques de sol peuvent coexister. Pour chaque type de sol, les paramètres de conductivité et de diffusivité hydrauliques sont adaptés via les paramètres de Van-Genuchten [1980]. La formulation utilisée est celle de Mualem [1976] et de Van-Genuchten [1980] (Tableau 2.2).

Les classes texturales utilisées sont les classes définies par la FAO (Food and Agriculture Organization) à partir de la classification, plus fine, de l'USDA (United State Department of Agriculture). Zabler [1986] a converti les données de la FAO sur une grille de $1^\circ \times 1^\circ$, en considérant uniquement le type de sol dominant

TABLEAU 2.2 – Valeurs des paramètres de Van Genuchten donnés par [Carsel and Parrish \[1988\]](#) pour les différents types de sol de l’USDA. Les lignes colorées de la plus foncée à la plus claire représentent les classes de sol grossière, moyenne et fine.

| | K_s $mm.j^{-1}$ | n (-) | α m^{-1} | θ_r $m^3.m^{-3}$ | θ_s $m^3.m^{-3}$ |
|-----------------------|----------------------|-------------|----------------------|----------------------------|----------------------------|
| Sable | 7128.1 | 2.68 | 14.5 | 0.045 | 0.43 |
| Sable limoneux | 3501.6 | 2.28 | 12.4 | 0.057 | 0.41 |
| Limon sableux | 1060.8 | 1.89 | 7.5 | 0.065 | 0.41 |
| Limon fin | 108.0 | 1.41 | 2.0 | 0.067 | 0.45 |
| Limon ultra-fin | 60.0 | 1.37 | 1.6 | 0.034 | 0.46 |
| Limon | 249.6 | 1.56 | 3.6 | 0.078 | 0.43 |
| Limon Sablo-argileux | 314.4 | 1.48 | 5.9 | 0.100 | 0.39 |
| Limon fin argileux | 16.8 | 1.23 | 1.0 | 0.089 | 0.43 |
| Limon argileux | 62.4 | 1.31 | 1.9 | 0.095 | 0.41 |
| Argile sableux | 28.8 | 1.23 | 2.7 | 0.100 | 0.38 |
| Argile limoneux | 4.8 | 1.09 | 0.5 | 0.070 | 0.36 |
| Argile | 48.0 | 1.09 | 0.8 | 0.068 | 0.38 |

sur chaque pixel [[D’Orgeval, 2006](#)]. A partir de cette carte, ORCHIDEE calcule le pourcentage de chaque type de sol dans une maille du modèle et définit une classe de sol dominante parmi les trois suivantes : grossière, moyenne et fine. On définit ensuite les correspondances du tableau 2.2 pour déterminer les paramètres de Van Genuchten à partir des données de [[Carsel and Parrish, 1988](#)] pour la classe de sol dominante.

Albédo

L’albédo est calculé séparément pour le sol et pour la végétation. Dans le cas du sol nu, le modèle utilise des cartes de couleurs de sol numérotées de 1 à 9. Chaque couleur correspond à un albédo de flux radiatif dans la gamme du visible et du proche infrarouge (voir tableau 2.3).

TABLEAU 2.3 – Albédo de sol nu d’ORCHIDEE dans la gamme des rayons visibles ($\alpha_s - VIS$) et proches infra-rouge ($\alpha_s - NIR$) correspondant aux neuf couleurs de sol.

| Couleur | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
|------------------|------|------|------|------|------|-------|------|-------|------|
| $\alpha_s - VIS$ | 0.18 | 0.16 | 0.16 | 0.15 | 0.12 | 0.105 | 0.09 | 0.075 | 0.25 |
| $\alpha_s - NIR$ | 0.36 | 0.34 | 0.34 | 0.33 | 0.30 | 0.25 | 0.20 | 0.15 | 0.45 |

L’albédo de la végétation est calculé pour la végétation effective, en utilisant l’albédo associé par défaut à chaque PFT (voir tableau 2.1).

Le calcul de l’albédo fait l’objet de nombreuses discussions du fait des nombreux biais liés à ce paramètre dans les modèles, mais il n’est pas évident d’en déterminer

la cause.

Pour illustrer ces insuffisances, nous comparons le cycle saisonnier de l'albédo simulé par ORCHIDEE11 forcé sur le site d'Agoufou au Mali (1.5W -15.3N) dans le cadre de simulations AMLIP2 (Amma Land Surface Model Intercomparison Project : phase 2), à des données d'albédo d'Ecoclimate II [Faroux et al., 2013].

Initialement, l'albédo durant la saison sèche (saison durant laquelle la végétation est nulle et où la PFT majoritaire est le sol nu) était largement sous-estimé (data not shown). Cette sous-estimation trouvait son origine dans la couleur de sol lue dans la carte *soils_param.nc* au point d'Agoufou, qui correspondait à la troisième couleur (tableau 2.3), et donc à un albédo moyen de 0.25 alors que l'albédo donné par ECOCLIMAP est de 0.31.

Par la suite, l'albédo de sol nu a été corrigé par une valeur de 0.34 (voir figure 2.2, a et b), et l'albédo en saison sèche correspond donc à l'albédo d'Ecoclimate. Mais si on s'intéresse à son cycle saisonnier sur l'année 2006, on remarque qu'il est très peu marqué, avec une sur-estimation de sa valeur en saison humide.

Plusieurs raisons peuvent en être l'origine :

1. La fraction de végétation maximale imposée est fautive ;
2. Le LAI imposé est faux ;
3. L'albédo de chaque PFT est faux ;
4. La fraction de végétation effective calculée par l'équation 2.1 est sous-estimée. Comme nous l'avons dit précédemment, la f_v n'atteint la f_{vmax} qu'en cas de très fortes valeurs du LAI (~ 6).

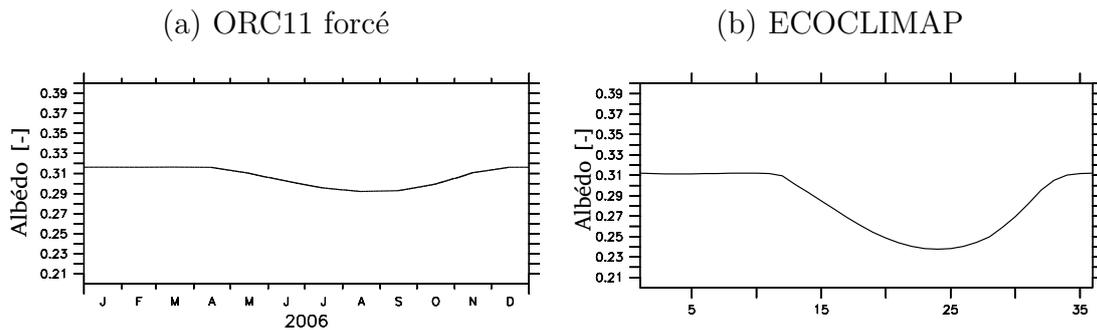


FIGURE 2.2 – Évolution mensuelle sur l'année 2006 de l'albédo moyen à Agoufou (1.5W -15.3N) issue (a) d'une simulation AMLIP2 utilisant le modèle ORC11 forcé, et (b) des données ECOCLIMAP II.

Plusieurs travaux sont en cours pour l'amélioration de l'albédo, notamment la création d'une nouvelle carte tenant compte des produits de données MODIS pour l'albédo de sol nu, ou l'évaluation de l'albédo de chaque PFT. Néanmoins, dans le cadre de cette thèse, nous conservons le calcul par défaut de l'albédo.

2.1.2 Discrétisation verticale

Les deux modèles de surface ORC2 et ORC11 partagent le même schéma de conduction thermique dans le sol, mais différent par le schéma d'hydrologie du sol.

ORC2 est le modèle qui a été le plus utilisé jusque là. C'est un modèle conceptuel composé de deux couches [Ducoudré et al., 1993]. La couche supérieure a une épaisseur variable dans le temps (figure 2.3). En effet, elle peut apparaître à la surface après un événement pluvieux pour représenter les processus de courte échelle de temps et disparaît après l'assèchement [Manabe, 1969]. Plus le réservoir superficiel est plein, plus le sol nu sera capable de satisfaire la demande évaporative de l'atmosphère. Concernant la transpiration des autres PFTs, elle dépend d'un indice appelé : Potentiel d'extraction racinaire U_s . Si la quantité d'eau totale dans le sol ($W_t = W_l + W_u$) est inférieure au point de flétrissement (égal à 5Kg m^{-3}), alors, le potentiel d'extraction racinaire U_s est nul. Sinon, il est égal à $\max(U_l, U_u)$, avec [D'Orgeval, 2006] :

$$U_l = \exp\left(-c h_{tot} \frac{h_l}{h_{tot}}\right) \quad (2.3)$$

où c représente le coefficient de profil racinaire. Il est égal à 0.8 pour les PFT 2, 3, 5, 6 et 9, à 1.0 pour les PFTs 4, 7 et 8. et à 4 pour les dernières PFTs. h_l est la profondeur du haut de la couche profonde, et h_{tot} est la profondeur totale du sol (voir figure 2.3).

$$U_u = \exp\left(-c h_{tot} \frac{h_s}{h_u}\right) \quad (2.4)$$

Avec h_s la profondeur du haut de la couche superficielle, et h_u la profondeur du bas de la couche superficielle (voir figure 2.3).

Dans le cas où la couche superficielle n'existe pas, $h_u = 0$ et le coefficient de profil racinaire U_s est égal à U_l .

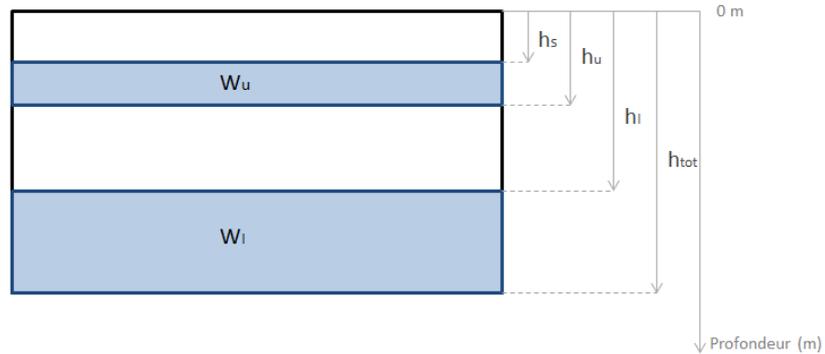


FIGURE 2.3 – Schématisation des profondeurs caractéristiques et des deux couches dans le modèle ORCHIDEE2.

L'humidité relative dans le modèle est calculée sur un axe comprenant 11 nœuds,

et utilise une combinaison des humidités de la couche superficielle (quand elle existe), et de la couche profonde.

ORC11 quant à lui a été développé plus récemment. C'est un modèle à base physique où le transport vertical de l'eau utilise les équations de Fokker-Planck qui résolvent la diffusion de l'eau en conditions non saturées des équations de Richards [Richards, 1931], discrétisées avec 11 couches dans une colonne de sol de 2m de profondeur. Les épaisseurs des couches augmentent avec la profondeur (figure 2.4) et vont de 1 mm pour la couche de surface à 1 m pour la couche la plus profonde [Campoy, 2013].

Le flux de chaleur est calculé aux interfaces entre les couches alors que la température et l'humidité sont calculées en chaque nœud. Les profondeurs des nœuds sont calculées suivant l'équation [de Rosnay et al., 2002] :

$$z_h = 2 \times \frac{2^{i-1} - 1}{2^{N_{11l}-1} - 1}, 1 \leq i \leq N_{11l} \quad (2.5)$$

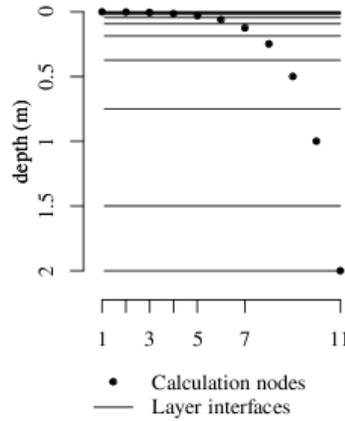


FIGURE 2.4 – Discretisation verticale pour l'hydrologie du sol dans ORC11 [de Rosnay et al., 2002].

Chacune des couches du modèle ORC11 possède son propre contenu en eau (θ), et le flux vertical entre les couches est déterminé suivant l'équation :

$$q = -D(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial z} + K(\theta) \quad (2.6)$$

où $D(\theta)$ est la diffusivité hydraulique, et $K(\theta)$ la conductivité hydraulique, qui dépendent du type de sol, et du contenu en eau.

Dans les deux modèles de sol, le transfert de chaleur dans le sol est résolu en utilisant une approche classique unidimensionnelle basée sur les équations de Fou-

rier, avec un schéma implicite de différences finies [Houdrin, 1992]. Cette approche est gouvernée par les valeurs de la conductivité thermique (λ) et de la capacité thermique (C_p), qui dépendent toutes deux du degré de saturation suivant Farouki [1981].

La conductivité thermique λ est calculée comme une interpolation entre sa valeur en sol sec et en sol humide suivant le degré de saturation du sol :

$$\lambda = \lambda_{dry} + S(\lambda_{wet} - \lambda_{dry})$$

où λ_{wet} ($Wm^{-1}K^{-1}$) est la conductivité thermique du sol saturé en eau, λ_{dry} ($Wm^{-1}K^{-1}$) (voir tableau 2.4) est sa valeur pour un sol sec. S (m^3m^{-3}) est le degré de saturation.

La capacité thermique du sol C_p est calculée comme la somme de la capacité du sol sec, et de l'eau qu'il contient :

$$C_p = C_{pdry} + S(C_{pwet} - C_{pdry})$$

où C_{pwet} ($Jm^{-3}K^{-1}$) est la capacité thermique du sol saturé ($Jm^{-3}K^{-1}$), et C_{pdry} ($Jm^{-3}K^{-1}$) la capacité thermique du sol sec (voir tableau 2.4). Dans ORCHIDEE,

TABLEAU 2.4 – Valeurs de la conductivité thermique λ et de la capacité thermique C pour un sol sec, et un sol saturé dans ORCHIDEE.

| | λ ($Wm^{-1}K^{-1}$) | C ($Jm^{-3}K^{-1}$) |
|------------|-------------------------------|-------------------------|
| sol sec | 0.4 | 1.8×10^6 |
| sol saturé | 1.89 | 3.03×10^6 |

la discrétisation verticale pour la température et l'humidité est différente. En effet, la profondeur pour la température est de 5 m avec 7 couches, alors que pour l'humidité, la profondeur est de 2 m avec 11 couches. Ainsi, la résolution de l'équation de conduction de chaleur dans le sol nécessite l'interpolation de l'humidité sur la grille de la température.

Des améliorations de la thermodynamique du sol dans ORC11 ont été introduites dans le modèle [Wang et al., 2015], à commencé par la mise en place d'une discrétisation verticale identique pour l'humidité du sol et la température, le couplage du transfert de chaleur par l'eau dans le sol par convection à la conduction de chaleur et enfin, la paramétrisation des propriétés thermiques comme dépendants de l'humidité et de la texture du sol.

Dans le cadre de cette thèse, ces améliorations n'ont été prises en compte que dans les simulations du dernier chapitre, étant donné qu'elles n'étaient pas encore mises en place au cours de ma thèse.

TABLEAU 2.5 – Valeur des profondeurs des couches (m) pour le transfert hydrologique et thermique par défaut dans ORCHIDEE11 [Gouttevin, 2013]

| Couche | Hydrologie | Thermique |
|--------|------------|-----------|
| 1 | 0.0 | 0.043 |
| 2 | 0.00195 | 0.129 |
| 3 | 0.00586 | 0.301 |
| 4 | 0.0137 | 0.646 |
| 5 | 1.34 | 0.0293 |
| 6 | 0.0606 | 2.72 |
| 7 | 0.123 | 5.47 |
| 8 | 0.248 | (-) |
| 9 | 0.498 | (-) |
| 10 | 0.999 | (-) |
| 11 | 2.0 | (-) |

2.2 Modèle d’atmosphère LMDZ

LMDZ est la composante atmosphérique du modèle de climat de l’IPSL [Hourdin et al., 2006b]. Son cœur dynamique intègre sur la sphère terrestre et dans le temps les équations primitives de la météorologie et du transport [Sadourny and Laval, 1984], qui sont basées sur les équations de Navier-stokes simplifiées [Hourdin, 2008], en supposant que l’atmosphère est à tout moment en équilibre hydrostatique sur la verticale et en négligeant les variations verticales de la géométrie horizontale (hypothèse de couche mince). Ces équations sont discrétisées en éléments et en volumes finis. Des opérateurs de dissipation sont introduits pour représenter l’interaction entre échelles horizontales explicites et échelles sous-mailles [Hourdin, 2008]

La discrétisation spatiale se fait sur une grille rectangulaire en longitudes-latitudes, et LMDZ a la particularité de posséder une option de zoom (d’où le Z dans son nom : LMDZ) permettant de raffiner le maillage dans une région donnée.

La discrétisation verticale est effectuée en utilisant des coordonnées hybrides $\sigma - p$. La pression P_l au niveau l est définie en fonction de la pression de surface P_s tel que :

$$P_l = A_l P_s + B_l \quad (2.7)$$

Les valeurs de A_l et B_l sont choisies de manière à ce que la part $A_l P_s$ domine à la surface (quand A_l est égal à 1). Ainsi, les coordonnées suivent la topographie de surface (appelées coordonnées σ), et B_l domine au-dessus de plusieurs kilomètres de haut, permettant aux coordonnées d’être équivalentes à des coordonnées de pression à ces altitudes là.

Le cœur dynamique est couplé à un ensemble de paramétrisations dites "*physiques*" permettant de décrire les processus sous maille, tels que la formation des nuages, ou les précipitations convectives, ou encore la turbulence. Cette paramétri-

sation se déroule dans des colonnes d'atmosphère. Le transfert radiatif dans l'atmosphère est basé sur le code de [Morcrette \[1991\]](#). La physique atmosphérique tient compte des effets sous maille de l'orographie à travers le coefficient de frottement à la surface $cdrag$ et le "*lifting effect*" à la rencontre des obstacles, mais aussi à travers la génération d'ondes de gravité se propageant dans l'atmosphère ([Hourdin et al., 2013b](#); [Lott and Miller, 1997](#)).

Le modèle d'atmosphère LMDZ peut être forcé par des flux de surface, ou couplé au modèle de surface ORCHIDEE. Cependant, pour limiter les incertitudes liées au modèle de surface, LMDZ peut également être couplé à un modèle simple dit : "*Bucket*". C'est un modèle contenant un réservoir d'eau attribué à chaque maille. A chaque pas de temps, le contenu du réservoir évolue en fonction de la quantité d'eau précipitée et évaporée. Le contenu du réservoir détermine alors le rapport β entre l'évaporation réelle (E_r) et l'évaporation potentielle (E_p) comme suit :

$$E_r = \beta E_p \quad (2.8)$$

Un autre schéma encore plus simplifié est le schéma *Beta*, obtenu en fixant dans le temps le contenu du réservoir d'eau du modèle Bucket. Le coefficient β est alors déterminé par une fonction analytique dépendant de la latitude et de la saison. Il est donc indépendant de la quantité d'eau évaporée et précipitée. L'évaporation simulée à la surface du sol ne dépend plus que des conditions atmosphériques à la surface.

Dans le cas des deux schémas (*Bucket* et *Beta*), les valeurs de l'albédo à la surface et de la rugosité sont lues dans un fichier "limit.nc"

Dans cette thèse, deux jeux différents de paramétrisations de la physique atmosphérique sont utilisés. La *physique standard* "LMDZ5A", aussi appelée : "ancienne physique", et la *nouvelle physique* "LMDZ5B", qui résulte de nombreuses améliorations de la paramétrisation des nuages et de la convection profonde.

2.2.1 La Physique Standard : "LMDZ5A"

Ce jeu de paramétrisations de la physique atmosphérique a été décrit en détail dans l'étude de [Hourdin et al. \[2006a\]](#). Le transport vertical turbulent dans la couche limite est traité comme une diffusion verticale, et la couche limite de surface est traitée suivant le schéma de [Louis \[1979\]](#).

Le coefficient turbulent K_z tient compte de la hauteur, de la stabilité statique par le biais du nombre de Richardson, et du cisaillement. Le coefficient turbulent pour la chaleur et l'humidité (K_h) est égal à $K_m/0.4$, où K_m représente le coefficient turbulent pour le moment et est calculé suivant l'équation :

$$K_m = \max \left(l^2 \left\| \frac{\partial \vec{V}}{\partial z} \right\| \sqrt{\epsilon}, K_{min} \right) \quad (2.9)$$

où K_{min} est la valeur minimale de K_z . Elle a été déterminée de manière à avoir la bonne inversion polaire [Grenier et al., 2000; Krinner et al., 1997] et est égale à $10^{-7} m^2 s^{-1}$ sur océan et continents. l représente la longueur de mélange, elle est décroissante avec l'altitude et s'écrit sous la forme :

$$l = 35.0 \max\left(0, \frac{p - p_2}{p_1 - p_2}\right) \quad (2.10)$$

où p_1 est la pression de la première couche, et p_2 est la pression de la dernière couche de la couche limite.

Si l'inversion de température au sommet de la couche limite est trop faible (cas défini par un gradient vertical de la température potentielle $\delta\theta/\delta p$ supérieur à $0.02 KPa^{-1}$), la formule $K_z = 0.002l^2$ est utilisée.

L'énergie turbulente ϵ est donnée par :

$$\epsilon = \frac{R_{ic} - R_i}{R_{ic}}$$

où R_{ic} est le nombre de Richardson critique égal à 0.4, et R_i est le nombre de Richardson qui s'écrit :

$$R_i = \frac{g\Delta z\Delta\theta_v + g\Delta z\Delta z\gamma}{\theta_v |\Delta u|^2}$$

Le nombre de Richardson tient compte d'un contre gradient γ qui consiste à amplifier le gradient de la température potentielle pour augmenter la turbulence. En effet, dans les couches limites convectives, il existe des structures turbulentes dont la hauteur est comparable à celle de la couche limite, et qui contribuent fortement au transport. Comme la diffusion turbulente ne peut modéliser à elle seule ces grandes structures, dans la physique LMDZ5A, ce transport est assuré par l'introduction d'un contre gradient γ . Dans l'étude de Deardorff [1966], il est mentionné qu'un contre gradient d'une valeur de $-0.65 Kkm^{-1}$ peut être utilisé sans causer de problèmes dans les couches limites stables en raison de sa faible valeur ($\gamma \ll |\delta\theta/\delta z|$). Dans LMDZ5A, le contre gradient est prescrit à une valeur de $-1 Kkm^{-1}$.

Par ailleurs, la prescription d'un ajustement sec au dessus de la couche limite empêche les profils instables.

Les flux de surface sont calculés en utilisant des paramètres (rugosité de surface, albédo, température, humidité etc...) adaptés à chaque type de surface. Pour chaque sous-colonne atmosphérique, la diffusion verticale est appliquée indépendamment, et les tendances qui en résultent sont moyennées. Un modèle d'interface est introduit permettant de combiner les processus de surface et les processus d'atmosphère. Le modèle permettant le calcul des flux de surface peut être une routine faisant partie du modèle d'atmosphère, un modèle d'océan, ou un modèle de surfaces continentales.

La condensation est paramétrée séparément pour les nuages convectifs et non convectifs. Les précipitations sont transportées vers le bas où elle peuvent être partiellement ré-évaporées. Pour la convection profonde, la physique standard utilise le schéma de Emanuel [1991].

Cette paramétrisation suppose un quasi-équilibre entre la convection et son environnement et dépend des variables de grande échelle pour la détermination de l'occurrence de la convection et son intensité.

2.2.2 La nouvelle physique "LMDZ5B"

La paramétrisation de la couche limite/convection dans la nouvelle physique a été bien décrite dans l'article de Hourdin et al. [2013b]. Elle est basée sur la séparation de trois échelles pour la turbulence et la convection sous-maille :

1. Petite échelle, de (10 à 100 m) associée à la turbulence aléatoire qui domine en général dans la couche de surface ;
2. Échelle correspondant à la hauteur de la couche limite. Correspond à l'échelle verticale des structures organisées de la couche limite.
3. Échelle correspondant à la profondeur des cumulonimbus issus de la convection profonde (10 à 20 Km), ou de la convection méso-échelle.

La nouvelle physique comprend principalement :

- Un nouveau schéma de couche limite combinant : (i) le modèle de diffusion turbulente de Yamada [1983] pour les petites échelles de la turbulence et (ii) un schéma en flux de masse, appelé "schéma des thermiques" pour représenter les structures cohérentes de la couche limite convective sèche ou nuageuse [Rio and Hourdin, 2008]. La combinaison de ces deux schémas permet de représenter les ascendances convectives dans la couche de mélange même si cette dernière est généralement marginalement stable [Hourdin et al., 2013b].

Un nouveau schéma de nuage bas est aussi introduit

- Une version modifiée du schéma de convection profonde d'Emmanuel, comprenant une modification de la prescription de probabilité de mélange avec l'environnement, ainsi qu'une fermeture et un déclenchement basés sur les caractéristiques de la couche limite [Grandpeix et al., 2004].

- Des poches froides issues de la ré-évaporation des pluies convectives. Ces poches froides sont utilisées pour alimenter la convection [Grandpeix and Lefore, 2010].

Dans cette nouvelle paramétrisation de la physique, le coefficient de diffusivité K_z est calculé à l'aide d'une équation pronostique pour l'énergie cinétique turbulente ($e = 1/2(u'^2 + v'^2 + w'^2)$) suivant le schéma de Yamada [1983], particulièrement actif

dans les premières couches de l'atmosphère (typiquement sur la première centaine de mètres au-dessus de la surface). Il s'écrit sous la forme :

$$K_\alpha = lqS_\alpha$$

où q est une vitesse caractéristique égale à $\sqrt{2e}$, et l représente la longueur de mélange, calculé suivant la formule de Blackadar [1962], qui tend vers kz quand on s'approche de la surface, et vers l_0 (fixée à 150 m) au dessus de la couche de surface :

$$l = \max\left(l_0 \frac{kz}{kz + l_0}, l_{\min}\right) \quad (2.11)$$

où l_{\min} représente la longueur de mélange minimale. Elle est fixée à 1 m dans le modèle.

Les fonctions de stabilité pour la quantité de mouvement et pour l'humidité et la température sont différentes. On retient ici les valeurs données par Yamada [1983]. La fonction de stabilité pour la quantité de mouvement s'écrit :

$$S_m = 1.96 \frac{(0.1912 - Ri_f)(0.2341 - Ri_f)}{(1 - Ri_f)(0.2231 - Ri_f)}, Ri_f \leq 0.16$$

$$S_m = 0.085, Ri_f \geq 0.16$$

La valeur de la fonction de stabilité pour la température et l'humidité est obtenue par le calcul de $\alpha = K_h/K_m$ suivant l'équation :

$$\alpha = 1.318 \frac{(0.2231 - Ri_f)}{0.2341 - Ri_f}, Ri_f < 0.16$$

$$\alpha = 1.12, Ri_f \geq 0.16$$

où Ri_f est le nombre de Richardson de flux, qui mesure l'importance relative du forçage mécanique de la turbulence et de l'inhibition par stratification. Il est égal à :

$$Ri_f = 0.6588(Ri + 0.1776 - [Ri^2 - 0.3221Ri + 0.3156]^{1/2}), Ri \leq Ri_c$$

$$Ri_{fc}, Ri \geq Ri_c$$

avec $Ri_{fc} = 0.191$ le nombre de Richardson de flux critique, $Ri_c = 0.195$ le nombre

de Richardson critique, et le nombre de Richardson s'écrit sous la forme :

$$Ri = \frac{g}{\theta} \frac{\partial\theta/\partial z}{\|\partial v/\partial z\|^2}$$

Le schéma de diffusion dans la physique LMDZ5B est combiné à un schéma de flux de masse. Ce schéma considère une colonne d'atmosphère séparée en deux parties : (1) Le *panache thermique*, et (2) son *environnement*. Le flux de masse dans le panache thermique est déterminé par [Hourdin et al., 2014] :

$$f_{th} = \rho\alpha_{th}w_{th} \quad (2.12)$$

où ρ est la densité, w_{th} la vitesse verticale dans le panache thermique et α_{th} est la fraction du panache. Le flux de masse dans le panache varie verticalement en fonction de l'entraînement latéral e_{th} (allant de l'environnement vers le panache), et du dé-entraînement d_{th} (du panache vers l'environnement).

Pour une quantité scalaire q (quantité d'eau, aérosols, température potentielle...), le transport vertical par le panache thermique s'écrit :

$$\frac{\partial f_{th}q_{th}}{\partial z} = e_{th}\bar{q} - d_{th}q_{th} \quad (2.13)$$

où q_{th} est la concentration de l'espèce q dans le panache. Ici, l'air est supposé entrer dans le panache thermique avec la concentration moyenne sur la maille de \bar{q} .

L'entraînement de l'air vers le panache thermique est élevé près de la surface, où il est alimenté par le panache. Puis, il faiblit au sommet de la couche de mélange, lorsque la vitesse dans le panache thermique est moins élevée. C'est alors le déentraînement qui devient fort.

2.2.3 Différence entre les deux physiques atmosphériques

Dans les deux physiques atmosphériques, l'évolution d'une quantité scalaire q s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{\rho w'q'}}{\partial z} \quad (2.14)$$

avec $\rho w'q' = f_{th}(q_{th} - \bar{q}) - \rho K_z \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} - \Gamma$.

Dans la physique standard, $f_{th} = 0$, et le calcul de K_z est basé un modèle stationnaire de l'énergie cinétique turbulente (Turbulent Kinetic Energy, TKE) qui conduit à une formulation dépendant du coefficient de Richardson. Le contre gradient γ est introduit pour transporter la température potentielle. Dans la nouvelle physique, le contre gradient est nul ($\Gamma = 0$), et le coefficient de turbulence K_z est calculé à partir d'une équation pronostique de la TKE, et f_{th} est le panache thermique.

L'étude de Hourdin et al. [2014] sur le soulèvement des poussières en Afrique de l'Ouest illustre dans ce cas la différence de comportement entre la nouvelle et l'ancienne physique à l'échelle diurne.

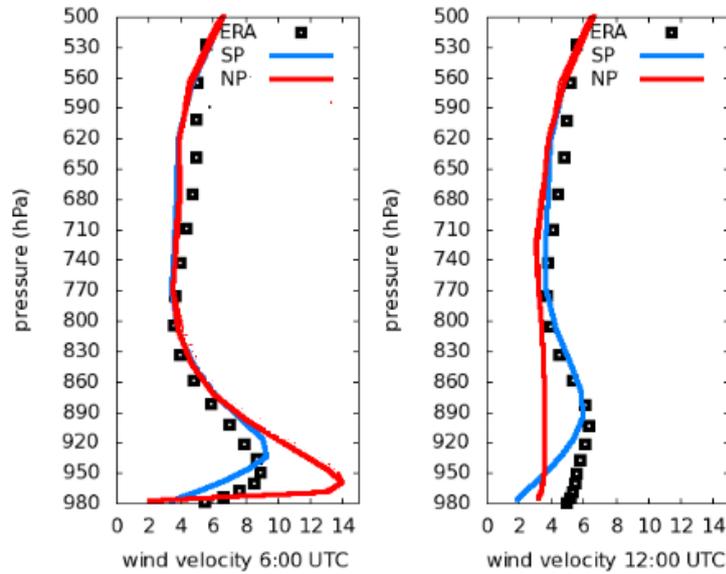


FIGURE 2.5 – Profil vertical moyen du vent (ms^{-1}) pour JFM 2006 à 06 :00 (gauche) et 12 :00 UTC (droite) à Banizoumbou [Hourdin et al., 2014]. La courbe rouge représente les résultats de la nouvelle physique et la courbe bleue ceux de l'ancienne physique. Les carrés noirs représentent les réanalyses.

Le profil de vent à 12 :00 UTC (figure 2.5, droite) est plus uniforme sur la verticale avec la nouvelle physique qu'avec l'ancienne, illustrant un mélange plus important dans la couche limite avec la nouvelle physique. Ceci est peut être dû au fait que l'ancienne physique utilise une approche diffusive avec un contre gradient qui n'est pas aussi efficace que le schéma des thermiques de la nouvelle physique pour le transport à plus grande échelle. Au contraire, le profil de vent en fin de nuit (à 06 :00 UTC) (figure 2.5, gauche) est beaucoup moins uniforme sur la verticale avec la nouvelle physique, avec un jet nocturne plus développé, et une couche limite nocturne plus découplée de la surface.

Ainsi, selon cette étude, la nouvelle physique conduit à un cycle diurne plus marqué du vent en comparaison à l'ancienne physique, et à une couche limite plus stable à la surface durant la nuit. Un tel profil de vent nocturne peut être attribué à l'arrêt soudain des thermiques au coucher du soleil, et à une accélération du vent accompagnée d'un découplage fort de la couche limite avec la surface durant la nuit. Cependant, on peut également attribuer une partie de la différence de stabilité nocturne entre les deux physiques atmosphériques au schéma de diffusion turbulente. En effet, le schéma de diffusion turbulente utilisé dans la nouvelle physique est

moins actif la nuit en comparaison à celui de l'ancienne physique, conduisant à une stabilité plus importante de la couche limite avec la nouvelle physique. Ceci est conforté par l'étude de [Cheruy et al. \[2013\]](#), qui ont utilisé le schéma des thermiques combiné au schéma de diffusion de l'ancienne puis de la nouvelle physique. Les résultats montrent que le schéma de diffusion de l'ancienne physique conduisait à des nuits moins stables que celui de la nouvelle physique.

2.3 Simulations 3D

2.3.1 Simulations de référence

Le modèle d'atmosphère LMDZ peut être utilisé en configuration couplée à l'océan ou forcée. Dans le cadre de ce travail, seul le couplage surface continentale-atmosphère est étudié. De fait, afin de réduire les incertitudes liées au couplage à l'océan, seul la configuration forcée sera utilisée. La température de surface de mer (Sea Surface Temperature, SST) est donc prescrite dans toutes les simulations utilisées dans cette thèse. Dans ce cadre là, deux configurations peuvent être utilisées :

1. **Simulations climatiques** : Dans cette configuration, la température de surface de l'océan ne varie pas d'une année à l'autre. Cette configuration permet de s'affranchir de la variabilité naturelle du climat.
2. **Simulation AMIP** : Dans cette configuration, la température de surface prescrite est la température observée pour chaque année.

Le pas de temps de calcul de la physique est de 15 minutes, et la grille horizontale choisie a 96 points en latitude, et 95 points en longitudes. La grille verticale comprend 39 niveaux. Cette résolution ($96 \times 95 \times 39$) correspond à la résolution standard, appelée aussi *basse résolution* qui a servi pour les simulations du projet CMIP5 (Coupling Model Intercomparison Project, Phase 5).

Les simulations sont initialisées avec des simulations climatiques de 10 années permettant au modèles de surface (ORC2 et ORC11) d'atteindre l'équilibre.

2.3.2 Guidage en vent

Le guidage en vent permet de réduire la variabilité interne du modèle, afin d'analyser la sensibilité du climat à un paramètre donné. De plus, il permet l'obtention de variables climatiques sur une région que l'on pourra comparer aux observations avec plus de précision que si on utilisait un AGCM libre.

Le guidage consiste à contraindre la dynamique atmosphérique de grande échelle en la rappelant vers des conditions atmosphériques prescrites. Le champ de vent zonal et méridional est alors rappelé vers des vents issus de réanalyses avec une constante de rappel (τ_{guidage}) de 6h dans notre cas, en ajoutant un terme de rappel

au modèle comme suit :

$$\frac{\delta X}{\delta t} = F(X) + \frac{X^a - X}{\tau_{guidage}} \quad (2.15)$$

où X représente le vent zonal ou méridional, et F l'opérateur physique ou dynamique permettant de décrire l'évolution du vent. X^a est le vent zonal ou méridional issu des réanalyses.

2.4 Simulations 1D

Dans un modèle tridimensionnel, les interactions entre les colonnes d'atmosphère sont résolues par la dynamique qui représente la grande échelle. De fait, la physique dans chaque colonne d'atmosphère n'interagit pas avec la physique des colonnes qui l'entourent. La colonne voit ainsi les processus de grande échelle comme des forçages.

Un modèle uni-colonne (Single Column model, SCM) est une configuration qui ne représente qu'une seule colonne d'atmosphère. Les modèles uni-colonnes ne peuvent donc pas représenter les processus de grande échelle, mais peuvent servir à modéliser des cas idéalisés [Ayotte et al., 1996], ou des cas réalistes dont les forçages de grande échelle, et les conditions aux limites sont issues de campagnes d'observations, et de mesures sur site [Brown et al., 2002; Siebesma et al., 2004].

Le premier intérêt des configurations unidimensionnelles est de couper les rétroactions avec la grande échelle afin de limiter les incertitudes, et d'améliorer l'analyse de la paramétrisation. De plus, ils sont peu coûteux en temps de calcul et permettent d'accéder à toutes les variables de sorties, à des fréquences élevées de surcroît. De fait, ce sont des outils extrêmement utiles pour l'évaluation de la paramétrisation, et la compréhension des processus mis en jeu [Bechtold et al., 1996]. Les modèles uni-colonnes servent également à l'évaluation et à la mise au point de nouvelles paramétrisations, en comparant notamment leurs résultats à des modèles explicites de grands tourbillons de type LES (Large Eddy Simulation) [Couvreur et al., 2015]. Cependant, les modèles uni-colonne sont très contraints par les forçages et ne sont pas représentatifs de la totalité des cas que l'on peut retrouver sur le globe.

Actuellement, utiliser le modèle dans sa configuration unidimensionnelle est devenu monnaie courante dans le domaine de la modélisation climatique. Néanmoins, la mise en place des cas est une tâche ardue car elle demande la construction de forçages de grande échelle et la disponibilité de nombreuses données mesurées. On retrouve beaucoup de cas sur océan, ou sur continent, mais avec des conditions aux limites à la surface forcées par des observations. Or, bien que le couplage entre la surface continentale et l'atmosphère joue un rôle primordial à l'échelle saisonnière du fait de l'humidité dans les couches profondes, si le couplage entre le sol et l'atmosphère n'est pas correctement représenté par les modèles à l'échelle diurne, la

qualité des prédictions à l'échelle saisonnière peut être altérée. Il est donc nécessaire de développer des cas d'étude à l'échelle diurne, sur les surfaces continentales pour évaluer le couplage entre la surface et l'atmosphère.

2.4.1 Le cas DICE

Le cas DICE (DIurnal Land Atmosphere Coupling Experiment) est un cas développé pour l'étude du couplage entre la surface continentale et l'atmosphère à l'échelle diurne. Ce cas offre la possibilité d'évaluer chaque composante du couplage (modèle d'atmosphère, et modèle de sol) seule, en fournissant des données de forçage pour chacune, pour passer ensuite à l'évaluation du couplage des deux. C'est le premier cas qui a permis d'utiliser un modèle d'atmosphère couplé à un modèle de surface dans une configuration unidimensionnelle.

Pour ce faire, le cas est construit autour de trois phases :

Phase 1 Les rétroactions entre modèle de sol, et modèle uni-colonne d'atmosphère sont coupées. Cette étape se divise donc en deux parties :

- **Phase 1a** : Les modèles de sols sont forcés par des observations atmosphériques à une hauteur de référence de 2m pour la température de l'air et l'humidité, et à 10 m pour le vent. Les flux radiatifs solaire et infrarouge sont aussi imposés. Les modèles de sol sont initialisés par une simulation de mise à l'équilibre de 10 ans en mode forcé.
- **Phase 1b** : Les modèles d'atmosphère uni-colonne sont forcés par des flux de surface comprenant les flux turbulents latent et sensible, le flux de quantité de mouvement ainsi que les flux radiatifs. L'état initial ainsi que les forçages de grande échelle sont aussi fournis.

Phase 2 Le modèle uni-colonne d'atmosphère est couplé au modèle de surface de manière à mettre en place les rétroactions surface-atmosphère.

Phase 3 Cette étape est aussi subdivisée en deux sous-étapes. Elle a pour objectif de tester la sensibilité de chacun des modèles de sol et d'atmosphère aux forçages.

- **Phase 3a** : Chaque modèle d'atmosphère est forcé par les sorties de flux des modèles de sols utilisés dans l'étape 1a.
- **Phase 3b** : Chaque modèle de surface est forcé par les sorties des modèles d'atmosphère utilisés dans l'étape 1b.

Toutes les phases ont été traitées dans le cadre du projet d'inter-comparaison de modèles du cas DICE, néanmoins, nous n'aborderons que les phases 1a et 2 dans cette thèse. Les résultats de la phase 1b sont présentés en annexe A.

2.4.2 Description du cas

Le cas DICE utilise les données issues de l'expérience CASES-99 (1999 Cooperative Atmosphere–Surface Exchange Study), conçue spécialement pour l'étude des couches limites stables [Poulos et al., 2002].

La zone d'étude consiste en une surface relativement plate (pente moyenne de 0.2° , avec très peu d'obstacles autour).



FIGURE 2.6 – Photo du site de mesure du cas DICE. (Photo prise par Johan Cuxart. Copyright : Met Office).

La figure 2.6 montre une vue des tours servant aux mesures pour le cas DICE. Le site de mesure est situé à Leon près du Witchita au Kansas (USA) (latitude 37.65° N, longitude 263.265° E). Le cas commence le 23 octobre 1999 à 14h (19 UTC) et se termine le 26 octobre à 14h.

La particularité de ces jours est qu'ils se déroulent en ciel clair, en conditions atmosphériques relativement sèches (pas de précipitation et humidité relative assez faible). Le flux latent y est faible et n'excède pas $50 W \cdot m^{-2}$ le jour.

C'est donc un cas représentatif des régions semi-arides. Ce cas présente aussi trois différents archétypes de nuits (voir figure 2.7) :

- La première est turbulente par intermittence, avec un vent modéré. La vitesse de friction et le flux sensible ont un caractère intermittent, avec des valeurs qui atteignent parfois zéro. La valeur du vent géostrophique est d'environ $5 m s^{-1}$.
- La seconde nuit est turbulente. Elle est caractérisée par un jet nocturne à 200 m de haut. Cette nuit est très turbulente avec une vitesse de friction moyenne de $0.3 m s^{-1}$. Cette nuit est sujette aussi à de l'advection.
- La troisième nuit a une turbulence très faible et est dominée par le refroidissement radiatif (vitesse de friction moyenne de $0.02 m s^{-1}$).

Le cas DICE est décrit en détail sur le site : "<http://appconv.metoffice.com/dice/dice.html>". Nous pouvons y trouver les fichiers de forçages, les conditions initiales, les étapes clé du déroulement du projet d'inter-comparaison de modèles ainsi que les différentes mises à jour

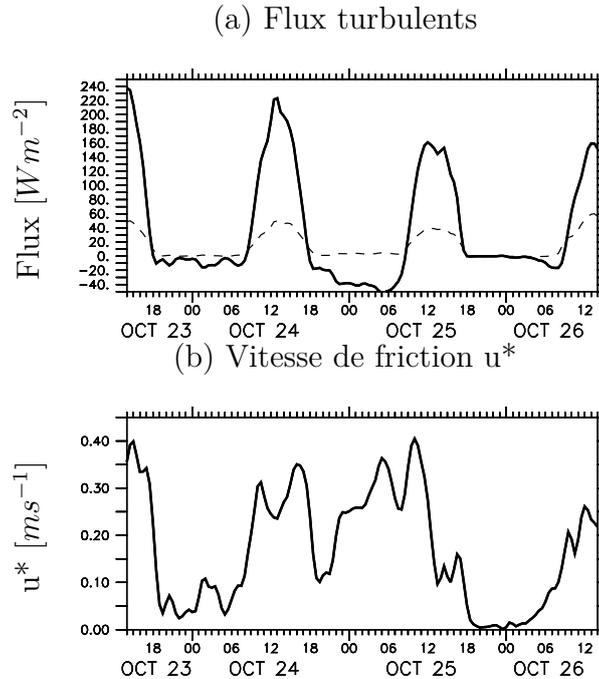


FIGURE 2.7 – Évolution temporelle du (a) flux sensible (courbe noir continue), du flux latent (courbe noir discontinue) et de (c) la vitesse de friction u^* entre le 23 et le 26 octobre pour le cas DICE.

2.4.3 Mise en place et évaluation

Modèle de surface forcé

- État initial

L'humidité du sol dans les premières couches du sol impacte la répartition de l'énergie entre le flux sensible et le flux latent, avec toutes les conséquences que cela peut avoir sur la couche limite, les nuages, la convection, et les précipitations. L'initialisation des modèles de surface est donc primordiale pour augmenter les performances des modèles [Angevine et al., 2014]. Cependant, l'humidité dans les couches profonde constitue une mémoire pouvant contraindre les variables climatiques à l'échelle saisonnière ou annuelle. De fait, les modèles de sol nécessitent un temps conséquent pour que les propriétés du sol profond atteignent des caractéristiques proches de l'état climatologique, et que les flux de surface et les forçages externes s'équilibrent. Le temps de mise à l'équilibre est alors de plusieurs années [Koster et al., 2010], et

peut atteindre et dépasser 10 ans. Cette durée dépend de la capacité totale de l'eau dans le sol, de l'état initial de l'humidité du sol, de l'intensité des précipitations, du forçage solaire, du couvert végétal, de la résistance stomatique etc... [Cosgrove et al., 2003; Yang et al., 2011, 1995]

Dans le cas DICE, l'état initial des variables est initialisé par une simulation de mise à l'équilibre, en utilisant le modèle de sol forcé. Dix années de forçages atmosphériques sont à disposition, à un pas de temps de 3 heures, interpolés linéairement au pas de temps horaire. Ces forçages atmosphériques sont issus des données WATCH (Water and Global Change) [Weedon et al., 2011] pour la période allant de 1990 à 1998, et des données du site de Smileyberg pour la dernière année. Les données manquantes des forçages atmosphériques de la dernière année sont comblées par des valeurs issues des données WATCH.

Aucune information n'a été fournie concernant les conditions à la surface durant les 10 années de simulation de mise à l'équilibre. L'étude de Luhar et al. [2008] sur le cas CASES-99 fait mention de prairies comme type de végétation, et de terreau comme type de sol. Nous avons fait le choix de conserver la majorité des paramètres par défaut du modèle ORCHIDEE, en tenant compte des paramètres suivants :

- Le pourcentage maximal de végétation dans la maille à 80% de prairies C3, correspondant à la PFT 10, et 20 % de sol nu.
- Le maximum de LAI fixé à 2.2.
- La classe texturale médium, se rapprochant le plus du terreau.

Les calculs de la rugosité de surface, du LAI et de l'albédo sont effectués par le modèle (figure 2.8).

Les profils finaux de la température du sol et de l'humidité relative pour chacune des colonnes d'hydrologie (tile 1 et 3) issus de la simulation de mise à l'équilibre sont représentés dans la figure 2.9.

La simulation de mise à l'équilibre aboutit à une très faible humidité relative à la surface pour les deux colonnes de sol considérées (humidité relative inférieure à 0.08 %).

Le profil de température est caractéristique d'un profil de température en milieu de journée (14h), avec une température de surface avoisinant $289K$, une augmentation de la température dans les premières couches, puis une diminution de la température en allant vers les couches plus profondes du sol.

• Simulation du cas DICE

Comme l'inter-comparaison des modèles et leur évaluation s'effectuent sur les trois jours du cas DICE, il est nécessaire de bien contraindre la simulation par une bonne représentation de la surface.

L'albédo est donc fixé à 0.22 (valeur imposée pour le cas DICE), et la rugosité de surface à 0.01 m. Ces deux valeurs sont cohérentes avec les valeurs finales de la simulation de mise à l'équilibre (voir figure 2.8). En revanche, à la fin de la

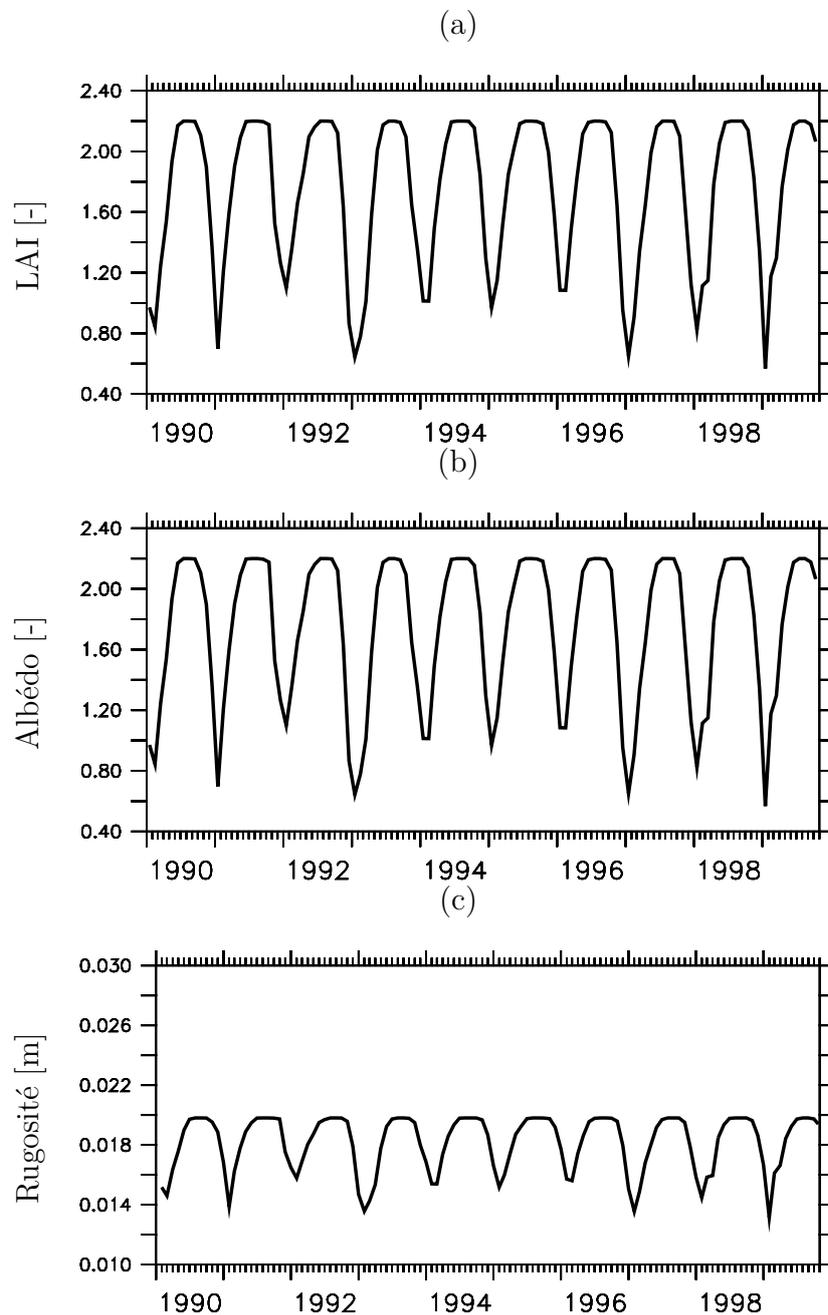


FIGURE 2.8 – Variation mensuelle du (a) LAI, [-] de (b) l'albédo [-], et de (c) la rugosité de surface [m] calculés par le modèle ORC11 forcé au cours de la simulation de mise à l'équilibre.

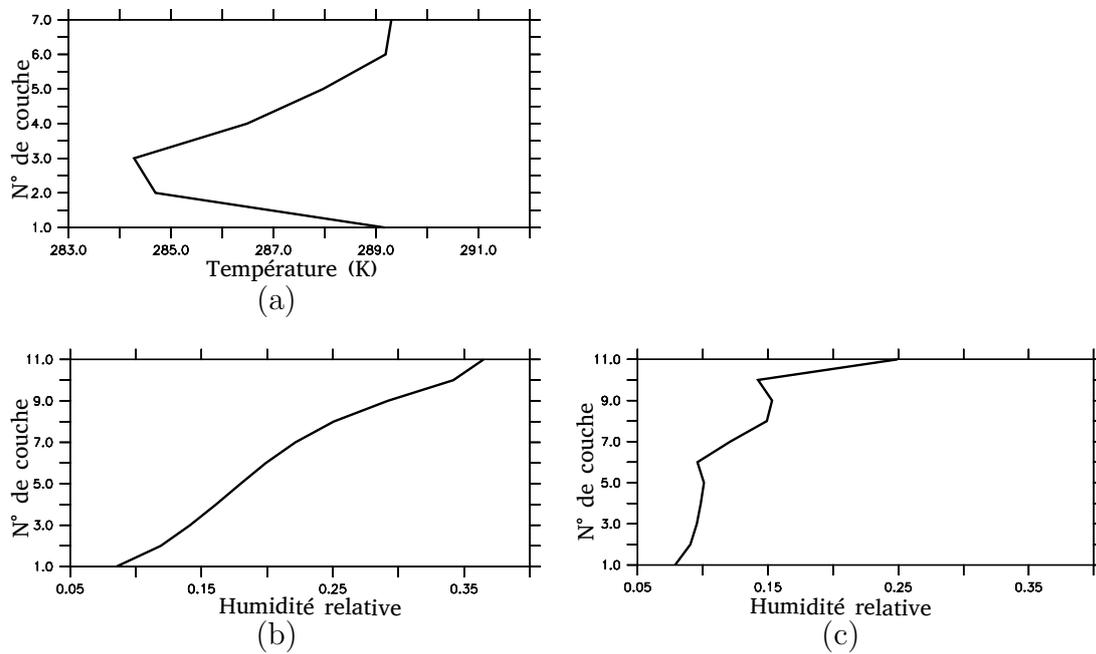


FIGURE 2.9 – Profils finaux de (a) la température du sol, de (b) l’humidité relative dans la colonne hydrologique de sol nu (tile 1) et (c) la colonne de végétation (tile 3) issus de la simulation de mise à l’équilibre du modèle de surface ORC11 (Pour les profondeurs de chaque couche, se référer au tableau 2.5).

simulation de mise à l'équilibre, la valeur du LAI avoisine 2.1. Garder une telle valeur durant la simulation de trois jours conduit à une très forte surestimation du flux latent, et ce, pour tous les modèles contribuant à l'exercice d'inter-comparaison sur le cas DICE.

En réalité, les trois jours simulés du cas DICE présentent une couche de végétation morte au-dessus d'un sol humide. Dans la majorité des modèles utilisés pour l'inter-comparaison, cette couche de végétation morte n'est pas représentée. Devant cette insuffisance des modèles, il a été demandé à tous les participants de prescrire la valeur du LAI de manière à ce que le flux latent soit ajusté aux observations. Dans notre cas, le LAI est fixé à une valeur de 0.4.

Les résultats des flux turbulents et de la température de surface de cette simulation sont représentés dans la figure 2.10. Globalement, le modèle ORC11 forcé avec des conditions d'atmosphère parvient à bien représenter les flux turbulents ainsi que la température de surface durant les trois jours du cas DICE. L'allure du flux sensible suit celle des observations, avec cependant un léger déphasage d'une heure environ. Concernant le flux latent, étant donnée que la valeur du LAI a été prescrite de façon à l'ajuster aux observations, ce dernier en est très proche tout au long de la simulation, sauf durant la journée du 25 octobre, pendant laquelle on note une surestimation d'environ $20Wm^{-2}$.

Le cycle diurne de la température de surface est aussi très proche de celui des observations. Nous relevons toutefois une sous-estimation de la température maximale d'environ $1^{\circ}C$ durant les trois jours. La température de nuit est aussi sous-estimée de $2^{\circ}C$ au cours de la seconde nuit et surestimée de $2^{\circ}C$ environ au début de la troisième nuit.

• **Sensibilité à la simulation de mise à l'équilibre**

Étant donnée l'importance de l'état initial du sol, et étant donnée l'absence d'information concernant les paramètres de surface à prescrire durant les 10 années de simulation de mise à l'équilibre, nous avons fait une étude sommaire de la sensibilité du bilan d'énergie à la surface au cours de la simulation de trois jours du cas DICE aux paramètres prescrits lors de la simulation de mise à l'équilibre. Pour cela, trois nouvelles simulations de mise à l'équilibre prescrivant différentes valeurs de paramètres sont effectuées. Ces simulations sont résumées dans le tableau 2.6.

TABLEAU 2.6 – Valeurs des paramètres prescrits pour les différentes simulations de mise à l'équilibre du cas DICE.

| | Classe de sol | LAI _{max} |
|------------------------|---------------|--------------------|
| Simulation : Sand | Grossière | 2.2 |
| Simulation : Clay | Fine | 2.2 |
| Simulation : laimax4.4 | Moyenne | 4.4 |
| Simulation : Référence | Moyenne | 2.2 |

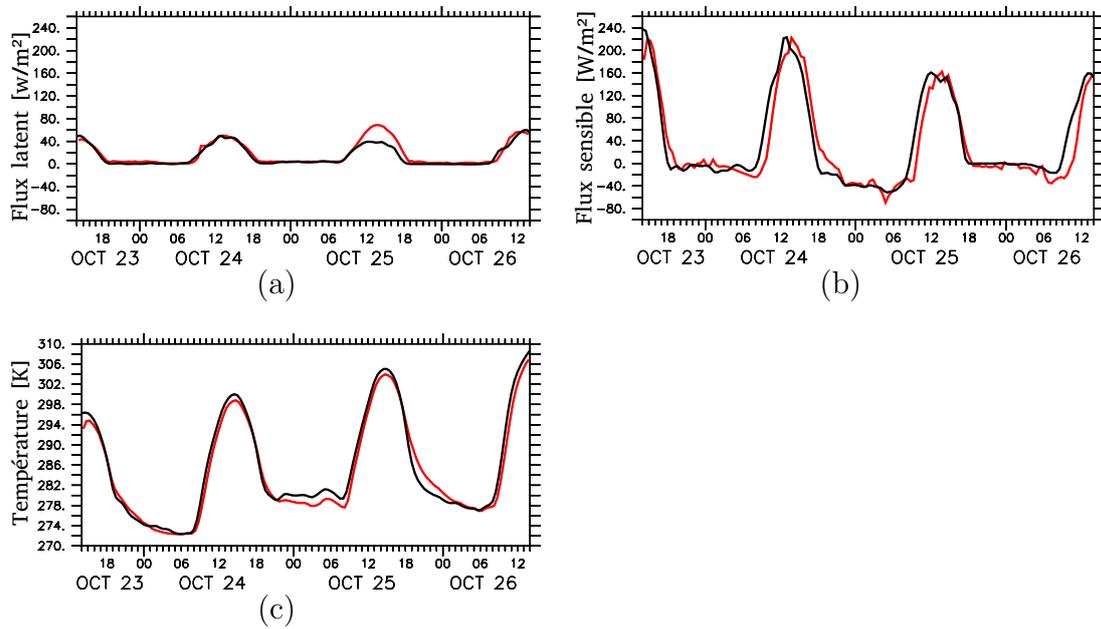


FIGURE 2.10 – Variation diurne simulée (rouge) et observées (noir) du flux latent (a), du flux sensible (b) et de la température de surface (c) pour la simulation du cas DICE utilisant le modèle de surface ORC11 en mode forcé.

L'évolution moyenne mensuelle de certaines variables au cours des simulations de mise à l'équilibre sont représentées dans la figure 2.11. L'état final des simulations de mise à l'équilibre est représenté dans la figure 2.12 par les profils d'humidité relative des deux colonnes d'hydrologie (1 et 3), ainsi que les profils de températures.

En terme d'évaporation moyenne mensuelle, utiliser une classe texturale grossière réduit l'évaporation en comparaison à une classe texturale fine, mais la différence mensuelle n'excède pas $10 Wm^{-2}$. L'humidité relative de la première couche est aussi plus élevée (différence d'environ 10%) quelle que soit la colonne de sol.

Les différences des humidités relatives de la dernière couche de sol pour la colonne hydrologique de végétation sont légèrement plus importantes (environ 15 %).

Concernant la simulation avec un lai maximum de 4.4, on peut aussi noter une différence d'environ $10 Wm^{-2}$ par rapport à la simulation de référence du flux latent mensuel moyen. Il y a aussi une différence importante d'humidité totale dans le sol, avec une plus faible humidité en utilisant un LAI maximum plus fort, s'expliquant par une perte plus élevée d'eau par évapotranspiration. L'humidité relative de la première couche est impactée essentiellement durant les saisons humides. L'humidité relative en profondeur est plus faible avec un LAI élevé. Ceci peut être attribué aux racines qui vont puiser de l'eau dans les couches plus profondes pour la transpiration des plantes.

Concernant l'état final de la simulation de mise à l'équilibre (figure 2.12), les profils de températures sont peu sensibles aux paramètres prescrits lors de la si-

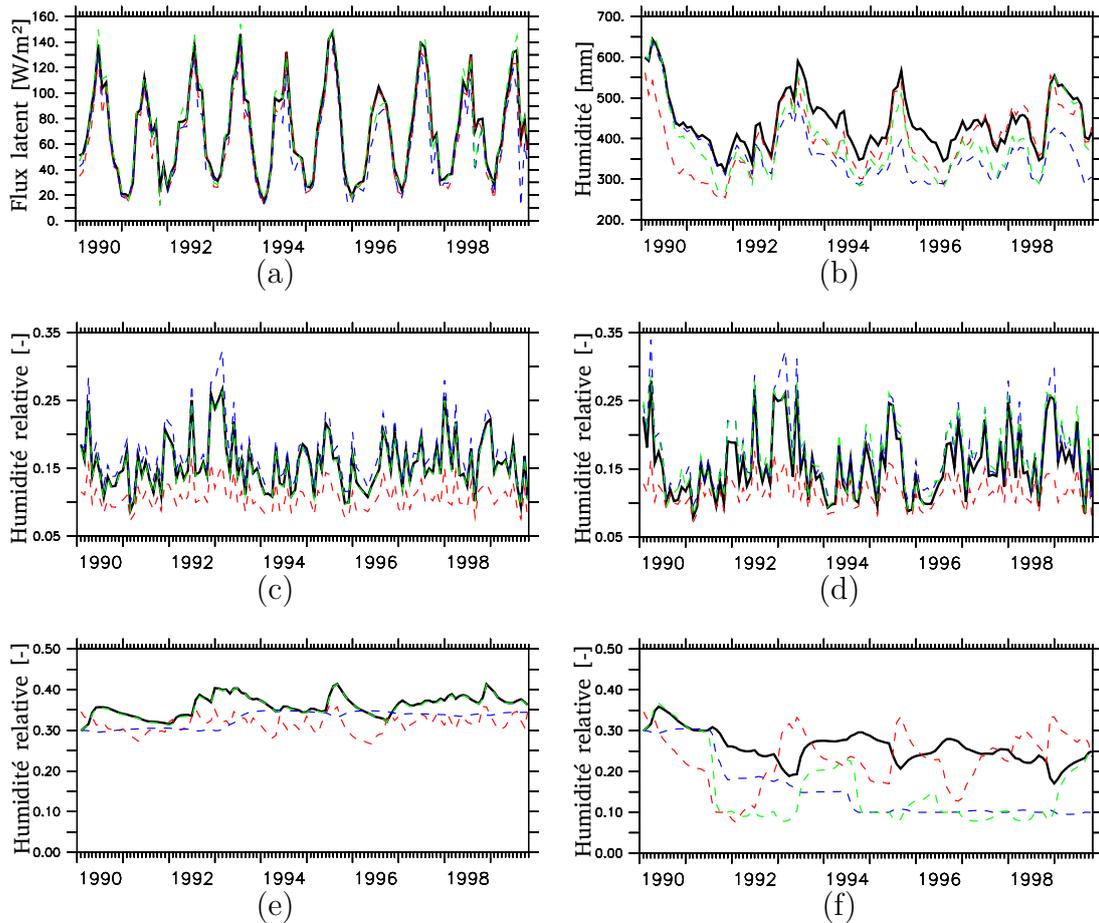


FIGURE 2.11 – Moyennes mensuelles au cours de la simulation de mise à l'équilibre du (a) flux latent, de (b) l'humidité totale du sol, de (c) l'humidité relative de la première couche de la tile 1 et (d) de la tile 3, et de (e) l'humidité relative de la dernière couche de la tile 1 et de (f) la tile 3, pour les simulations de référence (trait noir continu), Sand (Bleu), Clay (trait rouge), et laimax4.4 (trait vert tireté) (voir le tableau 2.6 pour plus de détails).

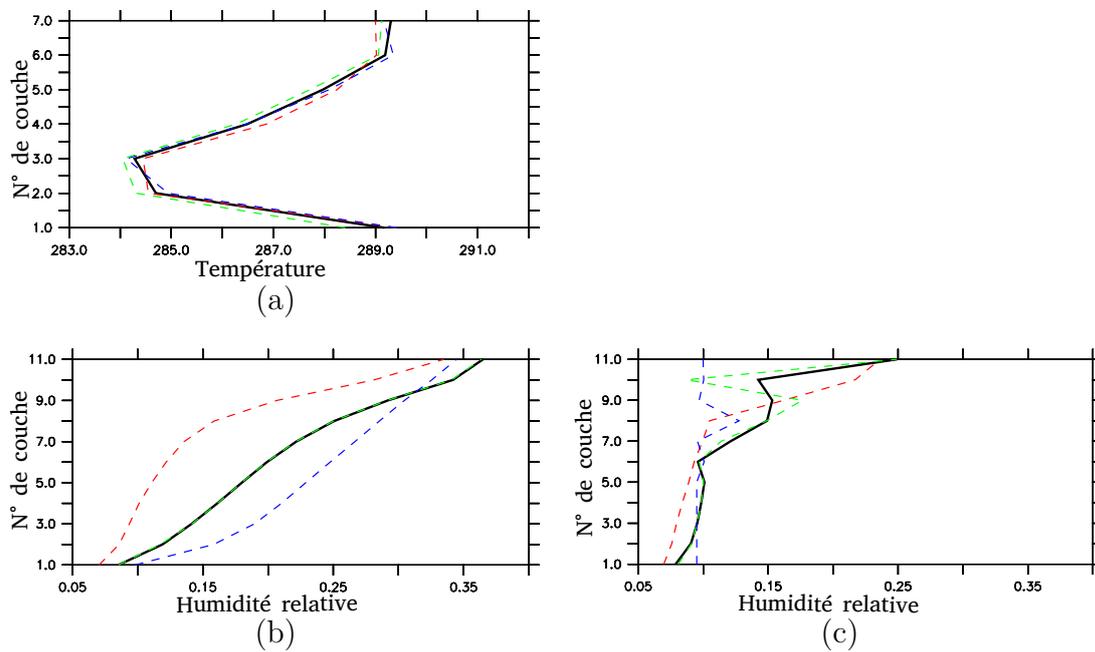


FIGURE 2.12 – Profils finaux de (a) la température du sol, de (b) l’humidité relative dans la colonne hydrologique de sol nu (tile 1) et de (c) la végétation (tile 3) pour les simulations de mise à l’équilibre de référence (trait noir continu), Sand (Bleu), Clay (trait rouge), et laimax4.4 (trait vert tireté) (Pour la description des paramètres de chaque simulation, se référer au tableau 2.6, et pour les profondeurs de chaque couche, se référer au tableau 2.5).

mulation de mise à l'équilibre. Dans les premières couches de sol, la température issue de la simulation avec un LAI maximum de 4.4 est légèrement plus faible que la température de référence, mais la différence n'excède pas 0.7° à la surface.

Les profils finaux d'humidité relative sont quant à eux très sensibles aux paramètres fixés dans la simulation de mise à l'équilibre, particulièrement dans la colonne de sol nu. Cette différence est essentiellement élevée dans les couches de sol intermédiaires entre les couches superficielles et les couches profondes. Étant donné que le sol nu n'évapore essentiellement que l'humidité près de la surface, et que cette dernière est extrêmement faible quelque soit la simulation considérée, la différence des profils d'humidité relative n'impacte quasiment pas l'évaporation. La différence entre les profils d'humidité relative dans la colonne de végétation est légèrement moins marquée, et les humidités relatives dans les premières couches sont toutes inférieures à 9%.

Pour l'analyse de sensibilité de la simulation de trois jours à la simulation de mise à l'équilibre, nous avons représenté les valeurs des sensibilités de la température de surface T_s , du flux sensible H et du flux latent LE en milieu de jour (à 15 h) et en milieu de nuit (à 3 h) moyennées sur les trois jours allant du 23 au 26 octobre.

La sensibilité moyenne d'une variable X à la simulation de mise à l'équilibre est calculée comme suit :

$$\delta X_j = \frac{(X_i - X_{ref})_{15h-23oct} + (X_i - X_{ref})_{15h-24oct} + (X_i - X_{ref})_{15h-23oct}}{3} \quad (2.16)$$

$$\delta X_n = \frac{(X_i - X_{ref})_{03h-23oct} + (X_i - X_{ref})_{03h-24oct} + (X_i - X_{ref})_{03h-23oct}}{3} \quad (2.17)$$

Les résultats de sensibilité de la simulation de trois jour à la simulation de mise à l'équilibre présentés dans le tableau 2.7 montrent que le bilan d'énergie à la surface est peu sensible aux paramètres prescrits au cours de la simulation de mise à l'équilibre. En effet, la sensibilité du flux sensible n'excède pas 6%, celle du flux latent atteint 20% pour la simulation de mise à l'équilibre avec une classe texturale grossière, mais les valeurs mises en jeu du flux latent étant très faibles, cette sensibilité a très peu d'impact sur la température de surface qui a une sensibilité qui ne dépasse pas 4%.

Il en résulte que la simulation de trois jours est peu sensible aux paramètres prescrits durant la simulation de mise à l'équilibre. Ceci est dû au fait que toutes les simulations aboutissent à un état relativement sec à la surface dans la colonne de sol nu, et que la très faible valeur du LAI prescrit durant la simulation de trois jours réduit la part de transpiration dans le bilan d'énergie à la surface, réduisant l'impact des différences de profils d'humidité dans les premières couches sur le bilan d'énergie à la surface. Aussi, les fortes différences d'humidité et de température en profondeur entre les différentes simulation de mise à l'équilibre n'ont pas d'impact sur la simulation de trois jours étant donné que sur une si courte période, ce sont

TABLEAU 2.7 – Sensibilité à la simulation de mise à l’équilibre moyenne (lignes 1, 2 et 3) et Valeurs moyennes (Ligne 4) sur les trois jours allant du 23 au 26 octobre du flux sensible (H), du flux latent (LE) et de la température de surface (T_s) pour des valeurs prises à 15 h et à 3 h.

| | Jour (15h) | | | Nuit (03h) | | |
|-----------|------------|------|-------|------------|------|-------|
| | H | LE | T_s | H | LE | T_s |
| Sand | 14.0 | -9.3 | 0.6 | -0.8 | -2.9 | -0.1 |
| Clay | -3.6 | -2.1 | -0.1 | -0.7 | 2.3 | 0.0 |
| laimax4.4 | -1.2 | -0.2 | -0.1 | -0.4 | 0.1 | 0.0 |
| Référence | 180.7 | 48.1 | 26.0 | -15.3 | 2.9 | 3.6 |

uniquement les variables dans les couches superficielles qui sont impliquées.

Modèle couplé

Afin de représenter les effets de l’advection de masse d’air sur le site d’étude, et de maintenir les profils atmosphériques proches des profils des sondes locales, des forçages atmosphériques de grande échelle variant en fonction de l’altitude et du temps sont imposés. Ils incluent l’advection horizontale de température et d’humidité, l’advection horizontale du moment zonal et méridional, la vitesse verticale du vent ainsi que le vent géostrophique zonal et méridional considéré uniforme sur la verticale.

L’état initial atmosphérique est prescrit par les profils initiaux de température potentielle, d’humidité spécifique, du vent zonal et méridional, et de pression.

Pour illustrer le couplage entre ORCHIDEE et LMDZ, nous utilisons le modèle ORC11 couplé à la physique atmosphérique LMDZ5B. Les résultats de la simulation sont représentés dans la figure 2.13.

Concernant le flux latent, il est tantôt surestimé (journée du 25 octobre), tantôt sous-estimé (journées du 23 et 24 octobre), mais les différences restent faibles et ne dépassent jamais $10Wm^{-2}$ environ. Le flux sensible quant à lui est légèrement déphasé (environ 1h) et est surestimé durant le jour (environ $20Wm^{-2}$).

De même que pour la simulation de modèle de sol forcé, la température de surface de jour est sous-estimée d’environ 1 °C. La chute de température durant la nuit est beaucoup plus élevée que les observations, et la température de surface est sous-estimée en fin de nuit pour les trois jours de simulation, particulièrement la seconde nuit, où la température est sous-estimée de 4°C. L’utilisation du couplage entre LMDZ5B et ORC11 donne un bilan d’énergie à la surface proche des observations.

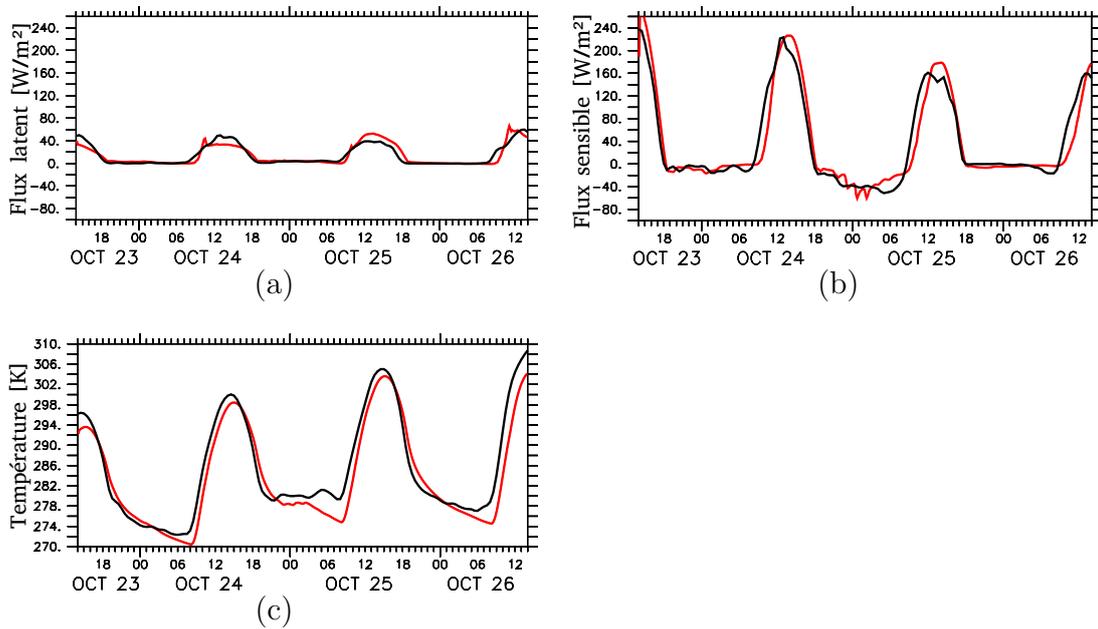


FIGURE 2.13 – Variation diurne simulée (rouge) et observée (noir) du (a) flux latent, du (b) flux sensible, de (c) la température de surface pour la simulation du cas DICE prescrit.

2.5 Conclusion

Le cas DICE est le premier cas uni-colonne utilisé au LMD en mode couplé entre ORCHIDEE et LMDZ. Dans ce chapitre, les détails de sa mise en place ont été présentés. Concernant l'initialisation du modèle de sol, nous avons montré que bien que la simulation de mise à l'équilibre a un rôle crucial dans des simulations climatiques, le bilan d'énergie à la surface durant les trois jours de l'expérience DICE est peu sensible aux paramètres imposés durant la simulation de mise à l'équilibre. En effet, le cas DICE étant particulièrement sec, les différentes simulations de mise à l'équilibre aboutissent toutes à un état relativement sec à la surface. Ce n'est pas le cas en profondeur, où les différences d'humidité et de température sont plus importantes. Cependant, pour l'étude d'une courte durée (3 jours), seules les variables dans les premières couches contribuent au bilan d'énergie à la surface, particulièrement dans un cas d'étude où le LAI et la profondeur racinaire sont faibles (0.4 et 40 cm respectivement).

Deuxième partie

Sensibilité de la température de surface dans les régions sèches

Rôle de l'inertie thermique du sol dans les régions semi-arides.

Sommaire

| | | |
|------------|--|-----------|
| 3.1 | Température de surface dans le cas DICE | 62 |
| 3.1.1 | Modélisation du cycle diurne de la température | 62 |
| 3.1.2 | Rôle de l'inertie thermique | 64 |
| 3.1.3 | Contribution des flux turbulents | 67 |
| 3.1.4 | Dissymétrie entre le jour et la nuit de la sensibilité de la température à l'inertie thermique | 70 |
| 3.2 | Analyse du rôle de l'inertie thermique | 72 |
| 3.2.1 | Mise en place du modèle | 72 |
| 3.2.2 | Prise en compte de la dérive | 74 |
| 3.2.3 | Discussion | 75 |
| 3.3 | Extension à des simulations globales | 78 |
| 3.3.1 | Rôle de l'inertie thermique dans les différences entre ORC2 et ORC11 | 78 |
| 3.3.2 | Rôle de l'inertie thermique à l'échelle globale dans les régions semi-arides | 81 |
| 3.3.3 | Extension aux modèles CMIP5 | 82 |
| 3.4 | Conclusion | 84 |

Dans l'introduction de cette thèse, nous avons mis en évidence l'importance de l'étude des processus à l'échelle diurne afin de comprendre les mécanismes clé contrôlant la température de surface.

Cette partie de la thèse est centrée sur les régions semi-arides et arides. Nous allons utiliser le cas DICE pour identifier les mécanismes clé du couplage surface-atmosphère contrôlant la température moyenne journalière et son amplitude diurne dans ces régions là. Nous passerons en suite à des simulations globales afin d'étendre les résultats obtenus sur le cas DICE aux autres régions sèches du globe, s'assurant par la même occasion de leur validité.

Dans ce chapitre, les deux modèles de surface ORC2 et ORC11 sont utilisés, en configuration forcée et couplée aux deux modèles d'atmosphère LMDZ5A et LMDZ5B.

Ce chapitre reprend, en le complétant sur quelques points une publication parue dans la revue : *Geophysical Research Letters*, en collaboration avec Jean-Louis Dufresne, Frédérique Cheruy et Frédéric Hourdin [[Aït-Mesbah et al., 2015](#)].

3.1 Température de surface dans le cas DICE

3.1.1 Modélisation du cycle diurne de la température

Les évolutions temporelles de la température de surface du cas DICE simulées par les modèles de surface ORC2 et ORC11 forcés et couplés aux modèles atmosphériques LMDZ5A et LMDZ5B sont représentées dans la figure 3.1,a et c.

Les observations montrent un cycle diurne typique des régions semi arides avec une amplitude diurne de la température (Day Temperature Range, DTR) élevée, de l'ordre de 24°C durant le premier jour. Les modèles parviennent à représenter l'évolution générale de la température de surface, particulièrement avec la physique LMDZ5B couplée à ORC11.

Les simulations avec ORC2 ont une amplitude diurne plus faible que les simulations avec ORC11 et la différence entre les deux amplitudes simulées peut atteindre 11°C (figure 3.1,d). Lorsque le modèle de surface est couplé à l'atmosphère, la différence de température de surface entre ORC2 et ORC11 est bien plus élevée durant la nuit que durant le jour, surtout avec la physique LMDZ5B. En effet, la différence de nuit est de l'ordre de 5°C avec la physique LMDZ5A, et atteint les 7°C avec la physique LMDZ5B (figure 3.1,(c),(d)). Au contraire, lorsque les modèles de surface sont forcés, les différences de températures entre le jour et la nuit sont symétriques et plus faibles de 3°C environ.

Une telle sensibilité de la température au modèle de surface n'était pas attendue, étant donné que la contribution du flux latent au bilan d'énergie à la surface est faible, et que les deux modèles partagent le même schéma de conduction de chaleur dans le sol.

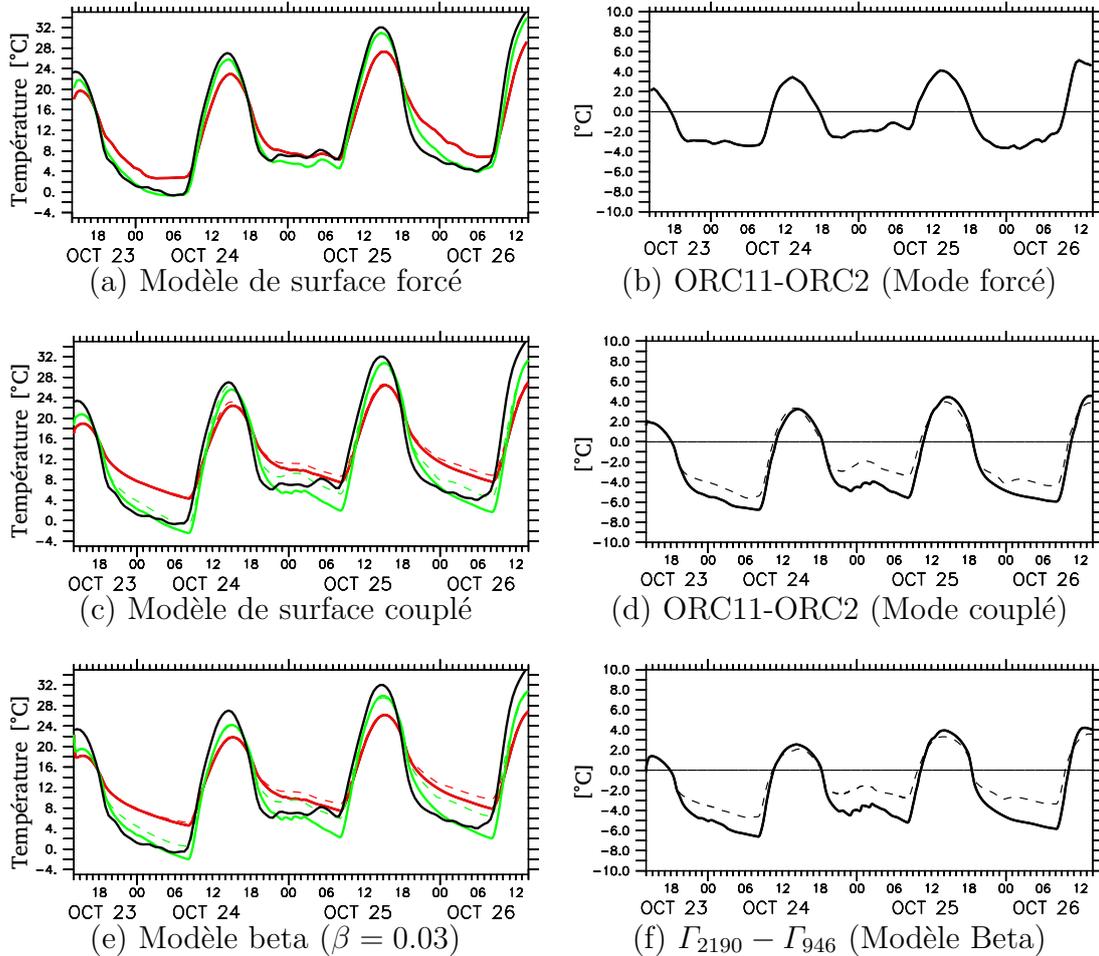


FIGURE 3.1 – Évolution temporelle de la température de surface du cas DICE. (a) La courbe noire correspond aux observations, la rouge aux simulations avec ORC2 forcé et la verte aux simulations avec ORC11 forcé. (b) Différence des températures de surface entre ORC11 - ORC2. (c) et (d) Même chose que pour (a) et (b) sauf que les modèles de surface sont maintenant couplés à LMDZ5A (courbe discontinue) et LMDZ5B (courbe continue). (e) et (f) sont similaires à (c) et (d) mais correspondent aux simulations avec le rapport de l'évaporation sur l'évaporation potentielle β fixé à 0.03, et des inerties thermiques imposées : $2190 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ pour la courbe rouge, et $946 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ pour la courbe verte (voir texte).

3.1.2 Rôle de l'inertie thermique

L'inertie thermique $\Gamma = \sqrt{C\lambda}$ ($J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$) (voir chapitre 1) caractérise la réponse de la température d'un matériau à un flux périodique. Plus l'inertie thermique est élevée, et plus le matériau absorbe de l'énergie sans trop se réchauffer. Pour un flux de chaleur à la surface imposé, une valeur de l'inertie thermique élevée d'un sol verra donc une faible amplitude du cycle diurne de sa température.

L'inertie thermique dépend du type de sol, et augmente fortement avec l'humidité du sol. Il n'est pas évident de fixer une fourchette exacte de variation de l'inertie thermique car la mesure de la conductivité thermique des sols en fonction de la teneur en eau, de la porosité ou encore de la teneur en quartz est difficile. Néanmoins, nous pouvons citer comme exemple l'étude de [Murray and Verhoef \[2007\]](#), qui ont calculé les variations de l'inertie thermique en fonction de différents types de sol, et de différentes humidités du sol (figure 3.2). Selon cette étude, l'inertie thermique peut varier d'environ 600 à 2300 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ entre un sol sec, et un sol saturé en eau. La dépendance de l'inertie thermique à l'humidité du sol dans ORCHIDEE est prise en compte en utilisant le degré de saturation (voir Chapitre 2), mais il n'y a pas de prise en compte du type de sol.

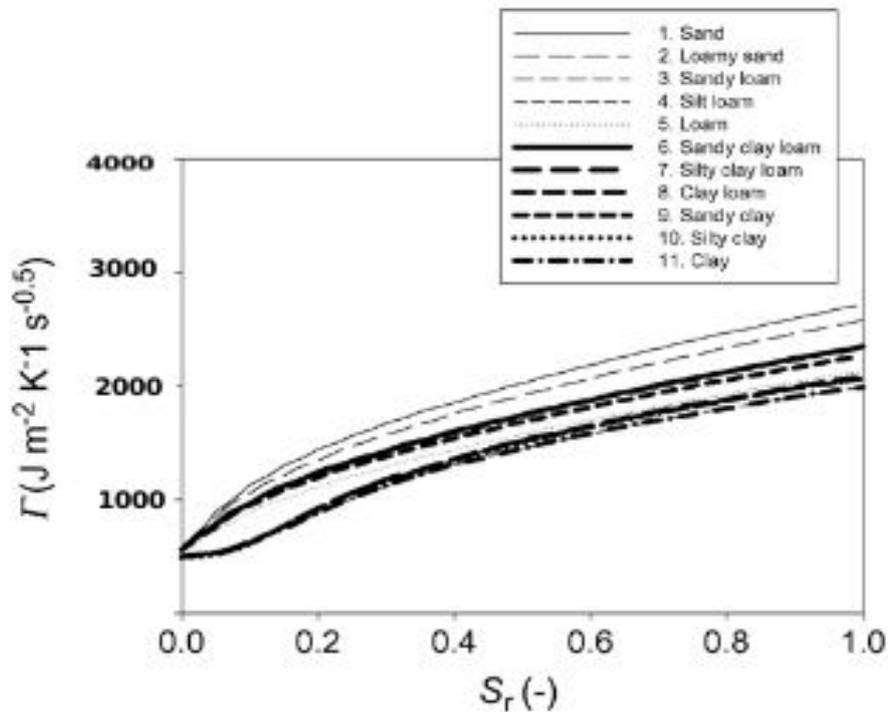


FIGURE 3.2 – Variation de l'inertie thermique Γ en fonction du type de sol, et du degré de saturation S_r du sol [[Murray and Verhoef, 2007](#)]

Avec une simulation de mise à l'équilibre de dix années, ORC2 conserve de

l'eau dans sa couche profonde. Durant les périodes sèches, la partie hydrologique du modèle de surface ORC2 n'a qu'une seule couche, avec un profil d'humidité constant sur ses 2m de profondeur. Les propriétés thermiques sont donc également constantes (figure 3.3). Ceci conduit à une forte valeur de l'inertie thermique à la surface égale à $2190 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$. ORC11 a une meilleure représentation de la discrétisation verticale du transport de l'eau, ce qui conduit à un profil croissant (de la surface vers la profondeur du sol) d'humidité du sol dans le cas DICE, et à une faible inertie thermique à la surface, d'environ $946 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$, ce qui représente moins de la moitié de la valeur obtenue avec ORC2.

Même si les différences de température entre ORC2 et ORC11 sont importantes, elles ne remettent pas en cause la totalité du modèle ORC2. En effet, elles ne sont en réalité le résultat que d'une mauvaise prise en compte de la dépendance des propriétés thermiques à l'humidité dans le sol : Le modèle tient compte de l'assèchement et de la disparition de la couche superficielle pour le calcul de l'évaporation, mais il n'en tient pas compte pour le calcul des propriétés thermiques.

Par ailleurs, ces résultats montrent également les limites d'une simulation de mise à l'équilibre de 10 années pour les deux modèles de surface, qui n'est pas suffisante pour vider la colonne de sol de son contenu en eau dans les régions sèches comme le Sahara par exemple. Pour y remédier, il est actuellement nécessaire de réaliser des simulations de mise à l'équilibre plus longues.

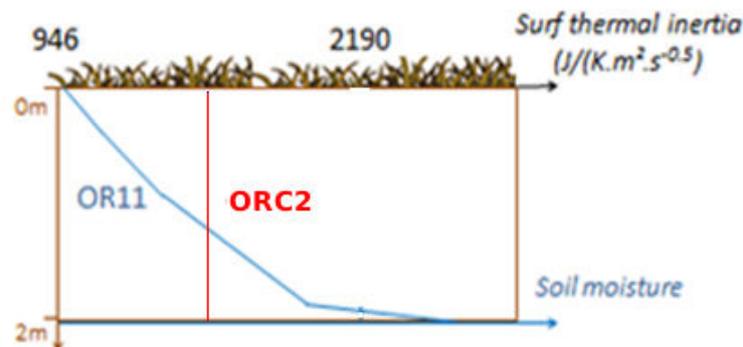


FIGURE 3.3 – Schématisation des profils d'humidité vu par le schéma de conduction de chaleur dans le sol des modèles de sol ORC2 et ORC11 durant la simulation du cas DICE

Kumar et al. [2014], dans leur étude de la sensibilité de la température de surface aux propriétés thermiques du sol ont attribué la réponse de la température de surface à la diffusivité thermique D (rapport entre la conductivité et la capacité thermique) et non à l'inertie thermique Γ . Dans le but de confirmer que c'est bien l'inertie thermique qui contrôle la température de surface et non la diffusivité thermique (D), nous avons conduit un test de sensibilité à deux valeurs de la diffusivité thermique, dont l'une des valeurs est dix fois plus élevée que la seconde. L'inertie thermique est fixée dans les deux simulations à une valeur constante et vaut $850 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$.

CHAPITRE 3. RÔLE DE L'INERTIE THERMIQUE DU SOL DANS LES
RÉGIONS SEMI-ARIDES.

Les valeurs des propriétés thermiques sont présentées dans le tableau 3.1.

TABLEAU 3.1 – Valeurs des propriétés thermiques imposées pour une inertie thermique fixée à $850 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$

| | C | λ | D |
|------|---------------------------------|---------------------------------|----------------------------|
| | $\text{J.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$ | $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ | $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$ |
| Run1 | 1.2×10^6 | 0.6 | 0.500×10^{-6} |
| Run2 | 3.6×10^6 | 0.2 | 0.055×10^{-6} |

Les cycles diurnes de chaque simulation (figure 3.4) sont quasiment identiques pour les deux diffusivités thermique utilisées. Ces résultats confirment que c'est bien l'inertie thermique (I) qui contrôle le cycle diurne de la température de surface et non la diffusivité thermique (D).

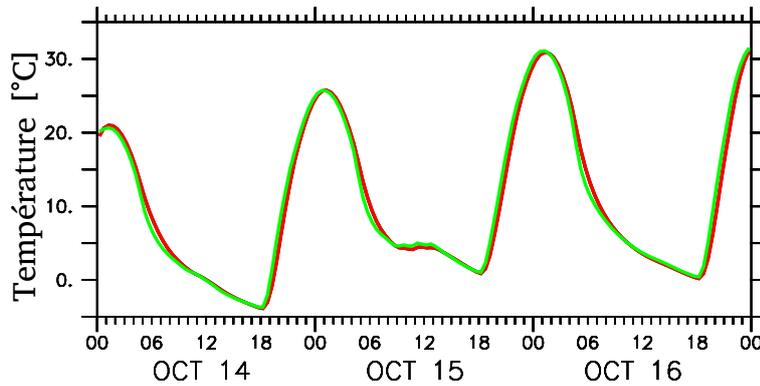


FIGURE 3.4 – Cycle diurne de la température de surface modélisée avec LMDZ5B couplé à ORC11 où la diffusivité thermique du sol est égale à $0.500 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ (courbe rouge) et à $0.055 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ (courbe verte). L'inertie thermique est fixée dans les deux cas à une valeur de $850 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$.

Par ailleurs, dans le but de confirmer l'effet dominant de l'inertie thermique sur les différences obtenues entre ORC2 et ORC11, deux simulations additionnelles sont effectuées, en remplaçant chacun des modèles de surface par un modèle dans lequel le coefficient d'évaporation β (rapport de l'évaporation à l'évaporation potentielle) est prescrit à une valeur constante ajustée pour le cas DICE : $\beta = 0.03$, et en conservant le même schéma de conduction thermique dans le sol. La dépendance des propriétés thermiques du sol au contenu en eau du sol est également supprimée et l'inertie thermique est fixée aux mêmes valeurs obtenues avec ORC2 et ORC11, respectivement 2190 et $946 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$. Les résultats de ces simulations sont représentés dans la figure 3.1,e et f.

La sensibilité de la température de surface aux deux inerties thermiques avec un modèle tenant compte d'un coefficient d'évaporation imposé ($\beta = 0.03$) sont très proches des sensibilités de la température aux deux modèles de surface ORC2 et

ORC11, quelle que soit la physique atmosphérique utilisée. Ceci confirme le fait que les sensibilités de la température de surface au modèle de surface ont pour origine la seule différence de l'inertie thermique entre les deux modèles.

3.1.3 Contribution des flux turbulents

Pour une oscillation imposée de flux d'amplitude ΔF à la surface, l'amplitude diurne de la température (DTR) est inversement proportionnelle à l'inertie thermique, suivant l'équation [Wang et al., 2010] :

$$DTR = \frac{\Delta F}{\Gamma \sqrt{2\pi/\tau}} \quad (3.1)$$

où τ est la période de l'oscillation (égale à 86400 s pour une journée).

Pour une amplitude de flux ΔF fixée, si l'inertie thermique est divisée par 2.3 (comme dans notre cas), alors, le DTR est multiplié par 2.3. Or, dans notre cas, la valeur du DTR est multipliée par 1.6 dans le cas de la physique LMDZ5A et par 1.7 pour la physique LMDZB. Ceci nous conduit à la conclusion que ΔF , et donc les flux atmosphériques sont également impactés par la modification de l'inertie thermique, et vont atténuer l'effet de l'inertie thermique sur la température de surface. Les flux sensibles, latent, et de conduction thermique dans le sol issus des simulations des deux modèles de surface (ORC2 et ORC11) forcés et couplés aux deux physiques atmosphériques (LMDZ5A et LMDZ5B) sont représentés sur la figure 3.5.

Le jour, quelque soit la configuration utilisée (modèle de surface forcé, ou couplé à LMDZ5A ou LMDZ5B), le flux latent est très faible devant les autres flux (sensible et de conduction thermique dans le sol). Il est légèrement plus élevé avec ORC11 qu'avec ORC2 (entre 10 et 20 Wm^{-2}), mais cette différence est très faible devant la différence des autres flux. La nuit, le flux latent est toujours très faible. Par conséquent, le flux latent n'est pas en cause dans les différences de température que l'on constate entre les deux modèles.

Les différences de flux entre ORC11 et ORC2 proviennent essentiellement du flux sensible et du flux de conduction thermique dans le sol, et dans une moindre mesure du flux infrarouge (voir figure 3.5). Le flux de conduction thermique dans le sol est en valeur absolue beaucoup plus élevé avec ORC2 qu'avec ORC11 (figure 3.5, 3 ème ligne). Au contraire, le flux sensible est plus faible (figure 3.5, 1 ère ligne), compensant l'essentiel de la différence du flux de conduction thermique dans le sol de jour. Le flux radiatif de jour est très proche dans les deux versions d'ORCHIDEE, et si le flux stocké dans le sol par ORC2 est plus élevé, alors, le flux perdu dans l'atmosphère par le flux sensible est plus faible.

La nuit, on constate une grande différence entre les simulations forcées et couplées, aussi bien en terme de température (figure 3.1,a et c), qu'en terme de flux (figure 3.5). Lorsque le modèle est couplé, la température de nuit est plus élevée

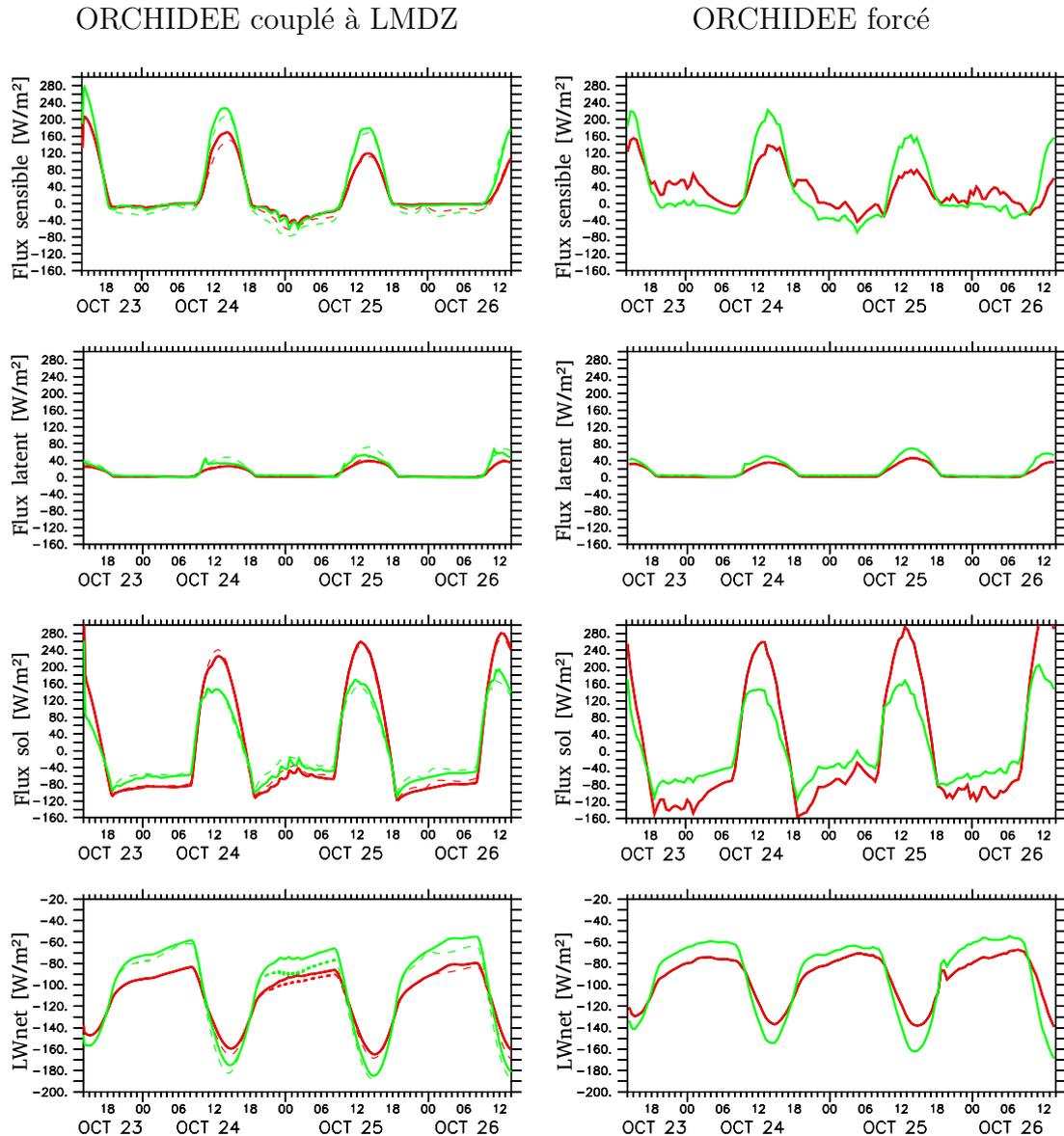


FIGURE 3.5 – Évolution dans le temps du flux sensible (Première ligne), du flux latent (deuxième ligne), du flux dans le sol (troisième ligne) et du flux radiatif infrarouge net à la surface (4 ème ligne) du cas DICE, pour les modèles de sols couplés à l’atmosphère (gauche), et forcés (droite). La courbe rouge correspond aux simulations avec ORC2 dont l’inertie thermique vaut $2190 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ et la verte aux simulations avec ORC11, dont l’inertie thermique est égale à $946 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$. A gauche, la courbe continue correspond aux simulations avec la physique LMDZ5B et la discontinue aux simulations avec la physique LMDZ5A.

avec une inertie thermique forte qu'avec une inertie thermique faible. Ceci est dû au flux de conduction thermique dans le sol qui est plus élevé et chauffe davantage la surface. Le flux sensible reste lui très faible toute la nuit, signe d'une couche limite stable. L'excès de flux dans le sol conduit alors à l'augmentation du rayonnement infrarouge (et donc, à une température de surface plus élevée).

Lorsque les modèles de surface sont forcés, le supplément de flux stocké dans le sol avec ORC2 (et donc, avec une inertie thermique plus élevée) est perdu par les flux infrarouges mais également par le flux sensible. Seulement, contrairement au cas couplé, la couche limite se comporte comme une couche limite instable la nuit lorsque l'inertie thermique est élevée, ce qui n'est pas très réaliste.

On comprend l'origine de ce problème en regardant l'évolution de la température de l'air près de la surface (température à 2 m) (figure 3.6). En mode couplé, lorsque la température de surface est plus élevée en réponse à une augmentation de la valeur de l'inertie thermique, la température de l'air l'est également, et le flux sensible reste très faible. En mode forcé, on empêche la variation de la température de l'air avec la température de surface. La température de l'air reste froide même si la température de surface se réchauffe, ce qui conduit à des pertes par des flux sensibles élevés et non réalistes.

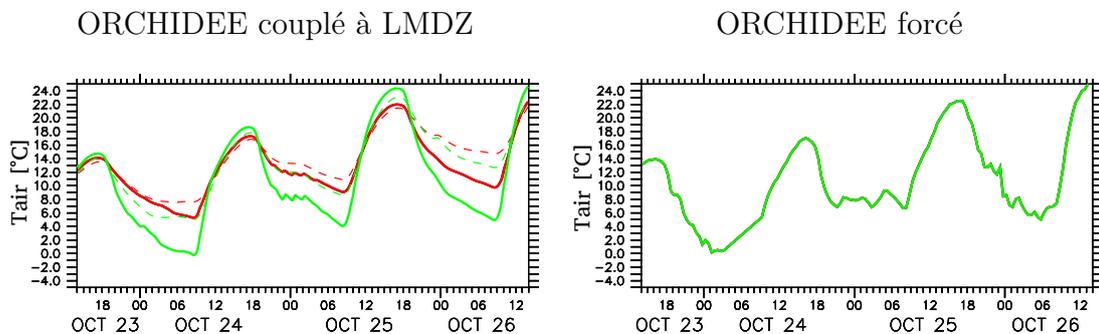


FIGURE 3.6 – Évolution dans le temps de la température à 2m du cas DICE, pour les modèles de sols couplés à l'atmosphère (gauche), et forcés (droite). La courbe rouge correspond aux simulations avec ORC2 dont l'inertie thermique vaut $2190 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ et la verte aux simulations avec ORC11, dont l'inertie thermique est égale à $946 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$. Les deux courbes sont superposées pour le modèle de surface forcé (droite). À gauche, la courbe continue correspond aux simulations avec la physique LMDZ5B et la discontinue aux simulations avec la physique LMDZ5A.

Ainsi, le mécanisme de rétroaction entre la température de surface et la température de l'air amplifie la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique durant la nuit.

3.1.4 Dissymétrie entre le jour et la nuit de la sensibilité de la température à l'inertie thermique

Alors que la sensibilité de la température de surface au modèle de surface est assez symétrique entre le jour et la nuit lorsque celui-ci est forcé, on note au contraire une grande dissymétrie de cette sensibilité lorsque le modèle est couplé à l'atmosphère (figure 3.1) et cette dissymétrie est plus importante lorsque l'on utilise la physique atmosphérique LMDZ5B que lorsque l'on utilise la physique LMDZ5A. Kumar et al. [2014] ont retrouvé la même dissymétrie entre le jour et la nuit de la réponse de la température de surface aux propriétés thermiques du sol avec une variation supérieure à $2^\circ - 3^\circ$ pour le minimum de température journalier, et quasiment pas de variation pour le maximum journalier.

Les auteurs ont justifié cette dissymétrie par les rétroactions négatives des nuages sur le rayonnement net à la surface de jour, et donc, sur la température de surface. Cette explication ne peut toutefois pas être appliquée à notre cas, étant donné qu'il n'y a pas de formation de nuage, et donc pas de rétroaction possible avec le rayonnement solaire. Pour mieux comprendre l'origine de la dissymétrie de la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique, nous allons nous intéresser aux valeurs des flux d'énergie et de température le jour, et la nuit. Pour cela, nous analysons la simulation utilisant la physique LMDZ5B, un coefficient d'évaporation β fixé à 0.03, et les deux inerties thermiques : 946 et 2190 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$. Les variables de jour et de nuit moyennées sur les 3 jours sont représentées dans la figure 3.7. Les valeurs de jour sont calculées comme la moyenne de chaque variable à 15 h sur les 3 jours de simulation, et celle de la nuit comme la moyenne de chaque variable à 3 h.

Le jour, avec une inertie thermique faible (figure 3.7, (b)), la température de surface croît rapidement, augmentant ainsi la différence de température entre la surface et la première couche de l'atmosphère. Cette différence augmente la valeur du flux sensible, et réduit la part de chaleur conduite dans le sol. Durant la nuit, la chaleur emmagasinée dans le sol de jour est restituée à la surface. Cette chaleur va réduire le refroidissement nocturne de la surface. Cependant, si l'inertie thermique est faible (figure 3.7, (d)), peu d'énergie pourra être restituée la nuit et la chute de température nocturne sera forte.

Le jour, la couche limite est très active. Le flux sensible s'ajuste alors et compense l'essentiel de la différence de flux de conduction thermique provoquée par une variation d'inertie thermique et la température est peu sensible à l'inertie thermique. Au contraire, la nuit, la couche limite est stable et le flux sensible est faible et ne peut atténuer la différence de flux de conduction thermique dans le sol ; la température nocturne est sensible à l'inertie thermique. L'activité de la couche limite de jour atténue donc la réponse de la température de surface à un changement de l'inertie thermique.

CHAPITRE 3. RÔLE DE L'INERTIE THERMIQUE DU SOL DANS LES RÉGIONS SEMI-ARIDES.

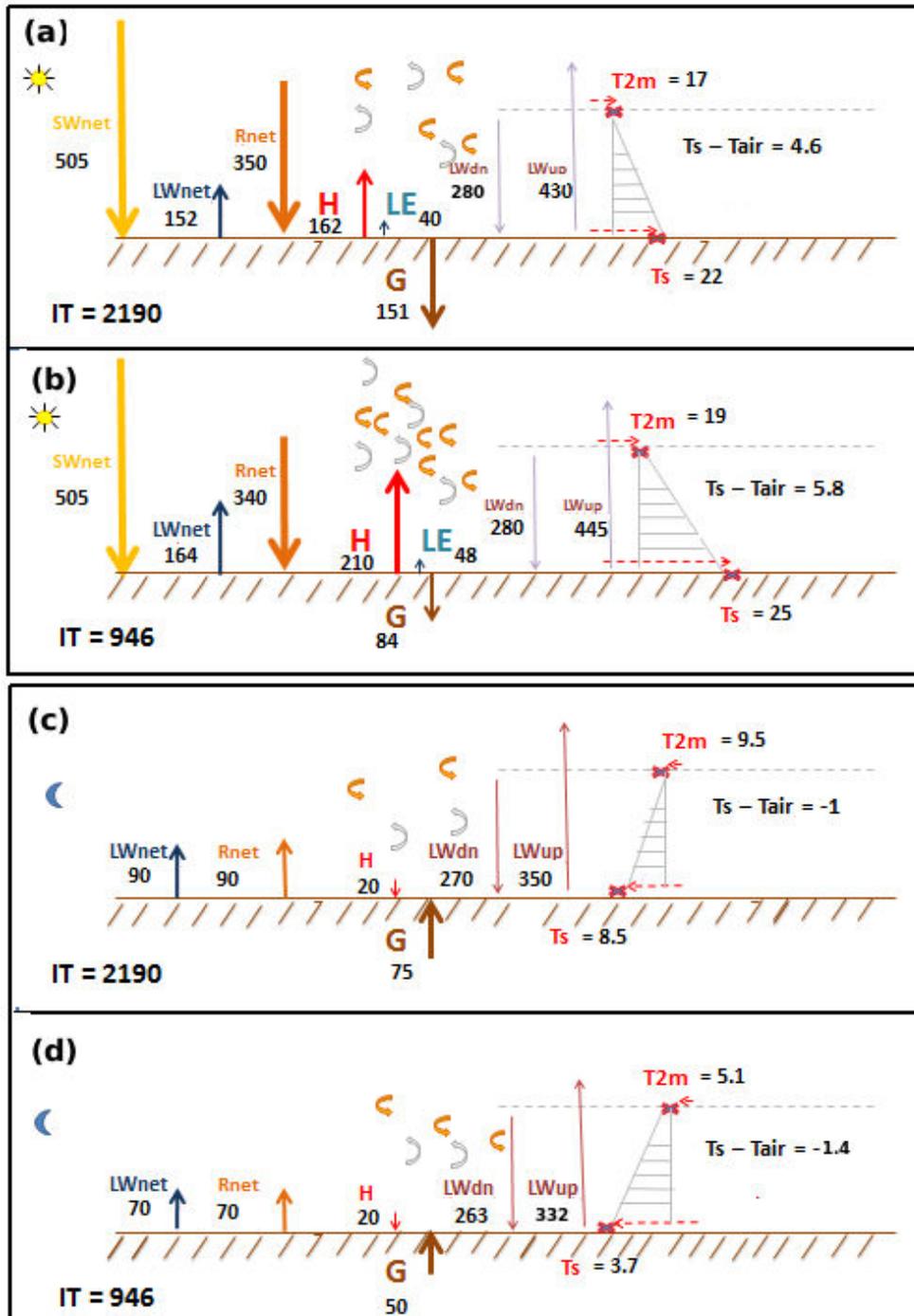


FIGURE 3.7 – Flux de surface (radiatifs et turbulents) du cas DICE modélisés avec la physique LMDZ5B et un facteur d'évaporation fixé $\beta = 0.03$. Les valeurs sont prises à 15h (a) et (b) et à 3h (c) et (d), moyennées sur les trois jours allant du 23 au 26 octobre. Les figures (a) et (c) correspondent à une inertie thermique de $2190 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ et les figures (b) et (d) à une inertie thermique de $946 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$

3.2 Analyse du rôle de l'inertie thermique

Jusque là, nous avons apporté des explications qualitatives à la réponse de la température de surface à un changement d'inertie thermique. Nous allons à présent être plus quantitatif pour mieux comprendre le rôle de l'inertie thermique ainsi que celui de la couche limite sur la représentation de la température de surface.

Pour ce faire, nous allons développer un modèle basé sur le bilan d'énergie à la surface. Ce modèle considère non pas des valeurs instantanées, mais des valeurs moyennes durant le jour, et durant la nuit. Comme ce modèle sera appliqué sur le cas DICE, nous allons moyenner les valeurs obtenues pour le 24 et le 25 octobre, ces deux jours étant les deux seuls jours présentant un cycle diurne complet. Les valeurs de la sensibilité de jour, de nuit et moyenne sur les deux jours de la température de surface à l'inertie thermique ainsi que l'amplitude diurne sont présentées dans le tableau 3.2.

TABLEAU 3.2 – Sensibilité à l'inertie thermique de la température de surface moyenne sur le jour (δT_{sj}), sur la nuit (δT_{sn}), et sur toute la journée ($\overline{\delta T_s}$) et sensibilité de l'amplitude diurne (DTR) (K) pour les deux jours du cas DICE (24 et 25 octobre). Les simulations utilisées sont des simulations de physique LMDZ5A et LMDZ5B à β fixé à 0.03. L'inertie thermique varie de 946 à 2190 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$

| | δT_{sj} | δT_{sn} | $\overline{\delta T_s}$ | δDTR |
|--------|-----------------|-----------------|-------------------------|--------------|
| LMDZ5A | -1.7 | 2.2 | 0.8 | 8 |
| LMDZ5B | -1.6 | 3.9 | 1.9 | 10 |

3.2.1 Mise en place du modèle

Ce modèle est basé sur l'hypothèse que l'énergie totale stockée pendant le jour est restituée à la surface durant la nuit. Cette approximation est particulièrement vraie dans les climats où un équilibre est atteint, c'est à dire un climat où le cycle diurne de la température se répète d'un jour à l'autre. L'intégrale du flux dans le sol sur la journée est nul, et s'écrit alors :

$$\alpha G_j + (1 - \alpha) G_n = 0 \tag{3.2}$$

où G_j et G_n sont les flux de chaleur dans le sol (positifs vers le bas) moyennés durant la période de jour (indice j), et la période de nuit (indice n) respectivement, et α est la fraction de jour.

Afin d'assurer la cohérence avec l'hypothèse qui stipule que l'énergie stockée dans le sol le jour est entièrement restituée à la surface la nuit, nous avons considéré la fraction de jour comme étant la période pendant laquelle l'énergie est stockée dans le sol ($G > 0$), et non pas la période pendant laquelle le flux solaire est positif. La

CHAPITRE 3. RÔLE DE L'INERTIE THERMIQUE DU SOL DANS LES RÉGIONS SEMI-ARIDES.

fraction de jour α est calculée de la façon suivante :

$$\alpha = \frac{L_{(G>0)}}{L_{(G>0)} + L_{(G<0)}} \quad (3.3)$$

où $L_{(G>0)}$ et $L_{(G<0)}$ font référence aux durées d'une même journée pendant lesquelles le flux dans le sol est positif et négatif respectivement. Les valeurs de température de jour T_{sj} , et de nuit T_{sn} sont alors des températures moyennes sur la durée pendant laquelle le flux dans le sol est positif, et négatif respectivement.

Nous avons vérifié que cette fraction est indépendante de l'inertie thermique, ainsi que de la physique atmosphérique utilisées. Nous avons présenté les limites temporelles du jour, et de la nuit pour les deux jours du 24 et du 25 octobre 1999 dans le tableau 4.7.

TABLEAU 3.3 – Limites de la période de jour et de la période de nuit du cas DICE selon l'inertie thermique et la physique atmosphérique utilisées pour les jours du 24 et du 25 octobre 1999.

| | | 24 octobre | | 25 octobre | |
|--------|------|-----------------|----------------|-----------------|----------------|
| | | $\Gamma = 2190$ | $\Gamma = 946$ | $\Gamma = 2190$ | $\Gamma = 946$ |
| LMDZ5A | Jour | 08h44 - 17h18 | 08h33 - 17h10 | 08h41 - 17h33 | 08h32-17h25 |
| | Nuit | 17h19 - 08h40 | 17h11 - 08h32 | 17h34 - 08h40 | 17h26 - 08h31 |
| LMDZ5B | Jour | 08h49 - 17h21 | 08h40 - 17h17 | 08h44 - 17h37 | 08h36-17h31 |
| | Nuit | 17h22- 08h44 | 17h18 - 08h36 | 17h38 - 08h46 | 17h31 - 08h38 |

Il est à noter que dans le cas DICE, l'équilibre n'est pas tout à fait atteint, et l'hypothèse de l'équation 3.2 n'est de ce fait pas complètement valide. Ainsi, un terme correctif devra être apporté au modèle. Seulement, pour des raisons de clarté, nous n'aborderons cette question que dans la section suivante, lorsque nous aurons davantage avancé dans la mise en place du modèle.

La somme φ_s du flux solaire net à la surface (SW_{net}) et du flux descendant de grande longueur d'onde (LW_{down}) est équilibrée par les flux turbulents sensible (H) et latent (LE), le flux de grande longueur d'onde montant de la surface (LW_{up}), et le flux de chaleur dans le sol (G). La somme φ_s peut presque être considérée comme un forçage dans ce qui suit car le flux SW_{net} est constant dans le cas DICE (condition de ciel clair préservée quelque soit l'inertie thermique ou la physique atmosphérique utilisées dans ce cas). De plus, contrairement au flux LW_{up} , qui dépend directement de la température de surface, le flux LW_{down} est très faiblement modulé par le cycle diurne de la température de surface et varie très peu avec l'inertie thermique.

Nous avons considéré que les flux radiatifs sont positifs lorsqu'ils réchauffent la surface, contrairement à tous les autres flux (sensible, latent et dans le sol), qui sont positifs lorsqu'ils la refroidissent.

Les bilans d'énergie à la surface durant le jour et la nuit s'écrivent comme suit :

$$\varphi_{sj} = H_j + LE_j + LW_{upj} + G_j \quad (3.4)$$

$$\varphi_{sn} = H_n + LE_n + LW_{upn} + G_n \quad (3.5)$$

En combinant les équations 3.2, 3.4 et 3.5 nous avons :

$$\alpha\varphi_{sj} + (1 - \alpha)\varphi_{sn} = \alpha(H_j + LE_j + LW_{upj}) + (1 - \alpha)(H_n + LE_n + LW_{upn})$$

La différence d'une variable X entre deux simulations avec deux inerties thermiques différentes est définie par $\delta X = X_{\Gamma_2} - X_{\Gamma_1}$, où Γ fait référence à l'inertie thermique.

La fraction de jour α ne dépendant pas de l'inertie thermique, la variation de chaque composante du bilan d'énergie à la surface en fonction de l'inertie thermique s'écrit :

$$\alpha(\delta\varphi_{sj} - \delta H_j - \delta LE_j - \delta LW_{upj}) + (1 - \alpha)(\delta\varphi_{sn} - \delta H_n - \delta LE_n - \delta LW_{upn}) = 0 \quad (3.6)$$

En supposant que ces différences sont essentiellement dues à une variation de température de surface δT_s , et définissant $X' = \delta X / \delta T_s$, nous avons :

$$\alpha(\varphi'_{sj} - H'_j - LE'_j - LW'_{upj})\delta T_{sj} + (1 - \alpha)(\varphi'_{sn} - H'_n - LE'_n - LW'_{upn})\delta T_{sn} = 0 \quad (3.7)$$

Afin de mettre en évidence la dissymétrie entre le jour et la nuit de la réponse de la température de surface à l'inertie thermique, nous avons mis en avant la fraction $\delta T_{sn} / \delta T_{sj}$ en réécrivant l'équation précédente comme suit :

$$\frac{\delta T_{sn}}{\delta T_{sj}} = - \frac{\overbrace{\alpha}^{(1)}}{(1 - \alpha)} \overbrace{(\varphi'_{sj} - H'_j - LE'_j - LW'_{upj})}^{(2)} \quad (3.8)$$

3.2.2 Prise en compte de la dérive

Comme on peut le voir dans la figure 3.1, la température tend à augmenter d'un jour à l'autre, ce qui montre que l'équilibre n'est pas atteint. L'hypothèse énoncée dans l'équation 3.2 n'est ainsi pas valide, le bilan d'énergie à la surface n'est plus nul sur la journée et l'équation 3.6 peut s'écrire comme suit :

$$\begin{aligned} & \alpha(\delta\varphi_{sj} - \delta H_j - \delta LE_j - \delta LW_{upj}) \\ & + (1 - \alpha)(\delta\varphi_{sn} - \delta H_n - \delta LE_n - \delta LW_{upn}) = \alpha\delta G_j + (1 - \alpha)\delta G_n \end{aligned} \quad (3.9)$$

où δG_j et δG_n sont les sensibilités du flux dans le sol à l'inertie thermique durant le jour, et la nuit respectivement. A l'équilibre, le terme à droite de l'équation 3.9 est nul.

Ainsi, le rapport $(\delta T_{sn}/\delta T_{sj})_{réel}$ quand l'équilibre n'est pas encore atteint est égal à :

$$\left(\frac{\delta T_{sn}}{\delta T_{sj}}\right)_{réel} = \frac{\overbrace{\alpha \frac{(\varphi'_{sj} - H'_d - LE'_j - LW'_{upj})}{(\varphi'_{sn} - H'_n - LE'_n - LW'_{upn})}}^C}{\underbrace{1 + \frac{\alpha \delta G_j + (1 - \alpha) \delta G_n}{\delta T_{sj}(\varphi'_{sn} - H'_n - LE'_n - LW'_{upn})}}_D} \quad (3.10)$$

où le terme C correspond à la valeur à l'équilibre, et le terme D est dû à la *dérive* (ou l'écart à l'équilibre). Les valeurs de chacun de ces deux termes sont données dans le tableau 3.4.

Dans le texte, et dans le tableau 3.2, les valeurs de δT_{sj} et δT_{sn} sont définies comme des valeurs à l'équilibre alors même que l'équilibre n'est pas atteint. Cependant, les valeurs de la *dérive* (D) sont faibles en comparaison aux valeurs de l'équilibre (C) (tableau 3.4). L'analyse qui en découle n'est donc pas modifiée qualitativement.

3.2.3 Discussion

L'équation 3.8 montre que le rapport entre la réponse de jour et de nuit de la température de surface à l'inertie thermique dépend de la longueur de jour, ainsi que du rapport entre les valeurs de jour et de nuit de la sensibilité des flux atmosphériques à la température de surface. D'après cette équation, si la longueur de jour est égale à la longueur de nuit, et si la sensibilité des flux atmosphériques à un changement de température de surface était la même durant le jour et la nuit, alors la réponse de la température de surface à l'inertie thermique serait symétrique entre le jour et la nuit. Lors d'un changement d'inertie thermique du sol, l'amplitude du cycle diurne changerait sans impacter la température moyenne. Cependant, ce n'est pas le cas dans la présente étude.

TABLEAU 3.4 – Valeurs des paramètres utilisés par le modèle simplifié et calculés de 8h47 le 24 octobre au 26th 1999 à la même heure pour le cas DICE utilisant les physiques atmosphériques LMDZ5A et LMDZ5B.

| | φ'_{sj} | φ'_{sn} | LW'_{upj} | LW'_{upn} | H'_j | H'_n | LE'_j | LE'_n | C | D |
|--------|-----------------|-----------------|-------------|-------------|--------|--------|---------|---------|------|-----|
| LMDZ5A | 0.5 | 0.5 | 5.7 | 5.2 | 30.1 | 6.0 | 4.6 | 0.8 | -1.9 | 0.5 |
| LMDZ5B | 1.2 | 0.7 | 6.3 | 5.1 | 26.9 | 0.9 | 4.6 | 0.6 | -3.5 | 0.8 |

Les valeurs de chacun des termes de l'équation 3.8 sont données dans le tableau 3.4 pour les flux atmosphériques, et dans le tableau 3.2 pour la température. Les deux valeurs de jour et de nuit de la sensibilité du forçage atmosphérique (φ'_{sj} et

φ'_{sn} sont très faibles devant les autres termes (tableau 3.4). Ceci est principalement dû au fait que l'atmosphère est dépourvue de nuage pendant les trois jours de simulation. Concernant le flux infrarouge, l'amplitude diurne de la température de surface est assez faible pour que la sensibilité du flux infrarouge montant à la surface à un changement de température de surface soit proche le jour et la nuit ($LW'_{upj} \simeq LW'_{upn}$, voir le tableau 3.4). Cependant, contrairement à ces deux flux, les résultats des simulations montrent une grande différence entre les sensibilités de jour et de nuit des flux sensibles et latents. La sensibilité des flux turbulents de jour est 5 à 20 fois plus grande que durant la nuit, et dépend du modèle atmosphérique utilisé.

Nous pouvons déduire que la sensibilité φ'_s peut être négligée, et qu'on peut supposer que la sensibilité LW'_{up} est la même de jour et de nuit. L'équation 3.8 s'écrit alors :

$$\frac{\delta T_{sn}}{\delta T_{sj}} = -\frac{\alpha}{(1-\alpha)} \frac{(H'_j + LE'_j + LW'_{up})}{(H'_n + LE'_n + LW'_{up})} \quad (3.11)$$

Toutes les sensibilités de flux à la variation de température sont positives. Ainsi, si $(H'_j + LE'_j) > (H'_n + LE'_n)$ (comme pour le cas DICE), alors $|\delta T_{sn}| > |\delta T_{sj}|$ (la réponse de la température de surface à l'inertie thermique est plus importante la nuit que le jour). Cet effet peut être atténué selon le rapport $\alpha/(1-\alpha)$ entre la longueur de jour, et celle de la nuit. Il est à noter que le cas DICE étant relativement sec, la contribution du flux latent est à peu près six fois plus faible que celle du flux sensible.

Notons également que la différence de DTR est plus grande que la différence $\delta T_{sj} - \delta T_{sn}$. Ceci est dû au fait que cette dernière est la différence de deux valeurs moyennes, alors que le DTR est la différence de deux valeurs extrêmes.

Les flux turbulents dépendent de la stabilité de la couche limite atmosphérique. Ainsi, plus l'instabilité est grande, et plus la sensibilité des flux turbulents à un changement de température de surface sera forte. Du fait du forçage solaire, la couche limite atmosphérique est instable durant la jour, et une faible variation de température de surface due à une variation des propriétés thermiques du sol conduit à une forte variation des flux atmosphériques. La température de surface sera peu sensible aux propriétés thermiques du sol de jour. Durant la nuit, l'énergie totale stockée dans le sol de jour est évacuée à la surface. Cependant, l'atmosphère étant stable et découplée de la surface, les flux turbulents sont très faibles, et seul le flux radiatif de grande longueur d'onde remontant de la surface LW_{up} répond au changement de température. Ainsi, une faible variation de flux dans le sol conduit à une forte variation de la température de surface. La sensibilité de la température de surface à une variation des propriétés thermiques du sol sera donc beaucoup plus importante de nuit que de jour.

En d'autres termes, pour une durée du jour α donnée, plus grand est le contraste entre le jour et la nuit de l'état de stabilité de la couche limite, et plus grande est

la dissymétrie entre le jour et la nuit de la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique. Dans le cas DICE, α est égale à 0.36, réduisant ainsi cet effet de moitié.

Le contraste diurne des flux turbulents explique également la différence de sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique pour les deux modèles d'atmosphère utilisés. En effet, comme nous l'avons dit dans la section 2.2.3, la couche limite de LMDZ5A est plus active durant la nuit que celle de LMDZ5B, et est légèrement moins active durant le jour (voir le tableau 3.4, $H'_j - H'_n$ plus élevé avec LMDZ5B qu'avec LMDZ5A). Le contraste diurne des flux turbulents est ainsi plus faible pour la physique LMDZ5A, conduisant à une plus faible dissymétrie de la réponse de la température de surface à l'inertie thermique.

Comme il a été discuté dans la section 2.2.3, il n'est pas évident de déterminer la cause des différences entre les stabilités des deux couches limites des physiques LMDZ5A et LMDZ5B. Les formulations de la diffusion turbulente dans les deux physiques atmosphériques sont basées sur le calcul de la longueur de mélange, qui est très différent d'un schéma à l'autre. Le calcul de la longueur de mélange est basé sur le calcul d'une différence de pression dans la physique A (équation 2.10), alors qu'il est basé sur la formulation de Blackadar dans la physique B (équation 2.11). De plus, la longueur de mélange minimale pour l'ancienne physique est égale à 35 m, alors qu'elle est beaucoup plus faible et fixée à 1 m pour la nouvelle physique, ce qui permet d'atteindre des couches limites nocturnes plus stables, avec des inversions nocturnes plus prononcées avec la physique atmosphérique LMDZ5B qu'avec la physique LMDZ5A.

A présent, nous allons nous intéresser à la sensibilité de la température moyenne à l'inertie thermique. L'impact de l'inertie thermique sur la moyenne journalière de la température est d'environ $0.8^\circ C$ en utilisant la physique LMDZ5A et $1.9^\circ C$ en utilisant la physique LMDZ5B (voir tableau 3.2).

La température moyenne s'exprime comme suit : $\overline{T}_s = \alpha T_{sj} + (1 - \alpha)T_{sn}$. La sensibilité de la température moyenne à l'inertie thermique en fonction de la sensibilité de la température de jour et de nuit s'écrit :

$$\delta\overline{T}_s = \alpha\delta T_{sj} + (1 - \alpha)\delta T_{sn} \quad (3.12)$$

En combinant cette équation et l'équation 3.11, la sensibilité de la température moyenne de surface à l'inertie thermique s'écrit :

$$\delta\overline{T}_s = \alpha\delta T_{sj} \left(1 - \frac{H'_j + LE'_j + LW'_{up}}{H'_n + LE'_n + LW'_{up}} \right) \quad (3.13)$$

Cette équation montre que pour $\alpha = 0.5$ l'impact de l'inertie thermique sur la température moyenne dépend de la différence entre les sensibilités de jour, et de nuit de la température de surface à l'inertie thermique. Plus le contraste diurne de

la stabilité de la couche limite est important, plus la sensibilité de la température moyenne à l'inertie thermique est élevée.

Il est à noter que ce modèle conceptuel a également été appliqué sur les simulations utilisant ORC2 et ORC11. Les résultats sont en adéquation avec les résultats obtenus avec un coefficient β prescrit car la contribution du flux latent dans ce cas relativement sec est très faible (le flux latent ne dépasse pas $50Wm^{-2}$ pour un flux sensible dépassant $200Wm^{-2}$).

3.3 Extension à des simulations globales

Dans cette section, nous allons utiliser des simulations globales pour étendre les résultats obtenus sur le cas DICE à d'autres régions du globe.

3.3.1 Rôle de l'inertie thermique dans les différences entre ORC2 et ORC11

Dans le premier chapitre de cette thèse, nous avons mis en évidence de grandes différences entre les modèles de surface ORC2 et ORC11 en terme de simulation de température de surface. Ces différences étaient attribuées à l'évaporation dans les zones où cette dernière joue un rôle important dans le bilan d'énergie à la surface. Mais nous n'avions jusque là pas de réponse concernant les différences de température dans les régions semi-arides à arides. Nous allons vérifier ici si les résultats obtenus dans ce chapitre concernant l'impact de l'inertie thermique sur la température issue des deux modèles de sol ORC2 et ORC11 sur le cas spécifique DICE peuvent expliquer les différences de température entre les deux modèles de sol dans d'autres régions sèches du globe. Pour ce faire, nous avons utilisé des simulations globales de référence (voir Chapitre 2) avec des SST fixes, et une résolution standard de $96 \times 95 \times 39$ sur la période 1999-1999 en utilisant la physique atmosphérique LMDZ5B couplée aux deux modèles de surface ORC2 et ORC11, avec une inertie thermique dépendant de l'humidité du sol, et une autre fixée à une valeur de $850 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$. Les différences de température journalières de l'air maximales, minimales et moyennes sont analysées pour les saisons d'été (JJAS) et d'hiver (DJFM).

Les résultats (figure 3.8 et 3.9) montrent que la majeure partie des biais entre les modèles ORC2 et ORC11 dans les zones semi-arides disparaissent en fixant les mêmes inerties thermiques. Ces zones semi-arides sont des zones sèches tout au long de l'année comme le Sahara ou la Péninsule arabique, ou des zones saisonnièrement sèches telles que l'Afrique de l'ouest en hiver.

Nous constatons aussi que les différences entre les deux modèles, lorsqu'elles sont causées par l'inertie thermique impactent davantage la température de nuit que la température de jour, et nous notons donc la même dissymétrie de sensibilité

CHAPITRE 3. RÔLE DE L'INERTIE THERMIQUE DU SOL DANS LES RÉGIONS SEMI-ARIDES.

de la température à l'inertie thermique que celle que nous avons étudiée sur le cas DICE. Le modèle ORC2 conduit à des températures plus chaudes la nuit du fait d'une inertie thermique plus élevée dans les zones semi-arides.

Ces résultats nous montrent bien que les différences entre les modèles ORC2 et ORC11 mises en évidence sur le cas DICE ne sont pas spécifiques à ce dernier mais sont valables sur bien d'autres régions sèches.

Inertie thermique dépend de l'humidité

Inertie thermique fixée

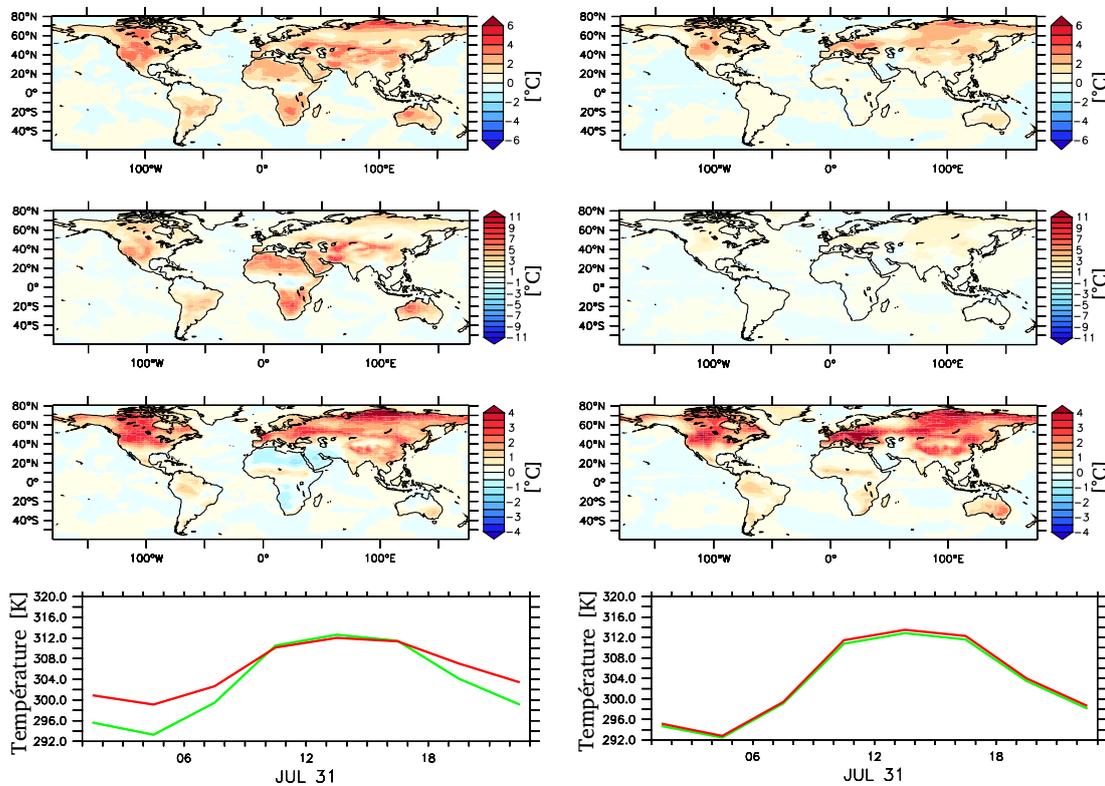


FIGURE 3.8 – Sensibilité de la moyenne mensuelle de la température de l'air journalière (première ligne), minimale (seconde ligne) et maximale (troisième ligne) au modèle de surface (ORC2 - ORC11), moyennées sur la saison de JJAS, pour les simulations avec inertie thermique dépendant de l'eau (gauche), et inertie thermique fixées à $850 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ dans les deux modèles (droite). L'échelle est de -6 à $6^{\circ}C$ pour la moyenne, de -11 à $11^{\circ}C$ pour le minimum et -4 à $4^{\circ}C$ pour la température de l'air maximum par jour. Cycle diurne mensuel moyen (quatrième ligne) de la température de surface pour le mois de juillet pour le modèle ORC2 (courbe rouge) et ORC11 (courbe verte) sur un point du Sahara ($5E-25N$) avec une inertie thermique dépendant de l'humidité (gauche), et fixée à $850 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ (droite)

CHAPITRE 3. RÔLE DE L'INERTIE THERMIQUE DU SOL DANS LES RÉGIONS SEMI-ARIDES.

Inertie thermique dépend de l'humidité

Inertie thermique fixée

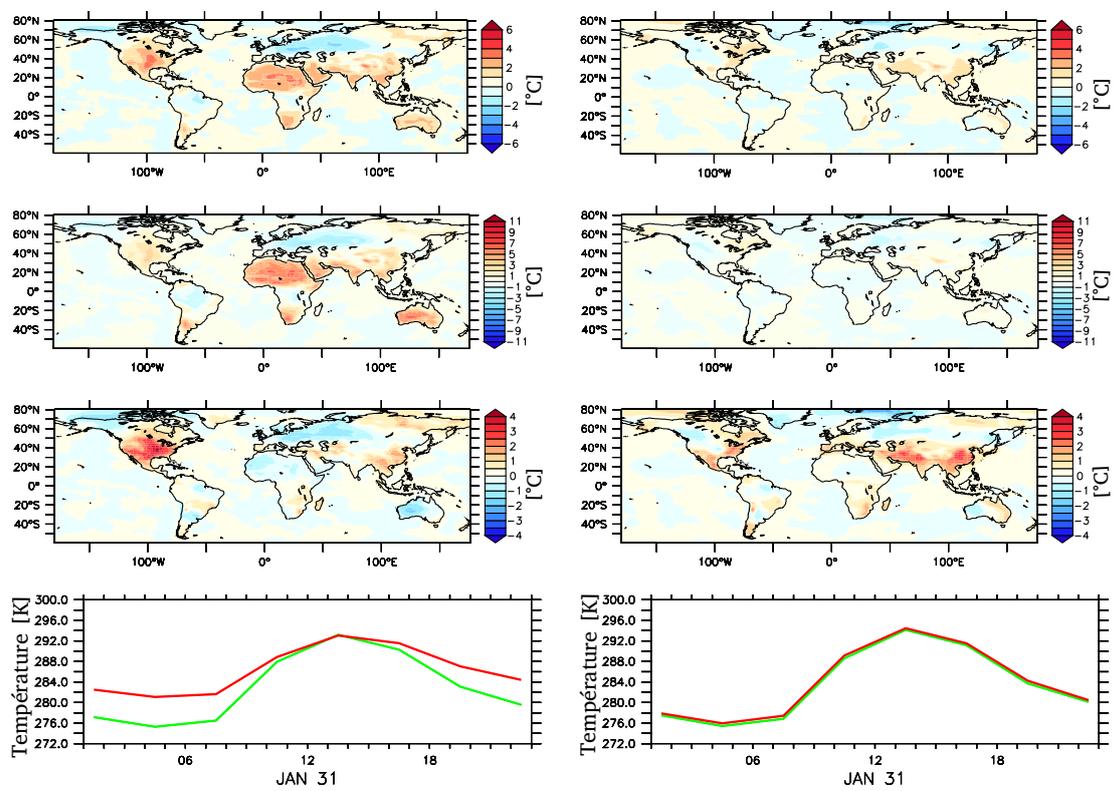


FIGURE 3.9 – Même chose que pour la figure 3.8, mais pour la saison d'hiver Boréal (DJFM)

3.3.2 Rôle de l'inertie thermique à l'échelle globale dans les régions semi-arides

Afin d'évaluer l'impact de l'inertie thermique à l'échelle globale, quatre simulations ont été effectuées utilisant les deux modèles d'atmosphère LMDZ5A et LMDZ5B, couplés à ORC11, avec deux inerties thermiques fixées à 850 et 2400 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$.

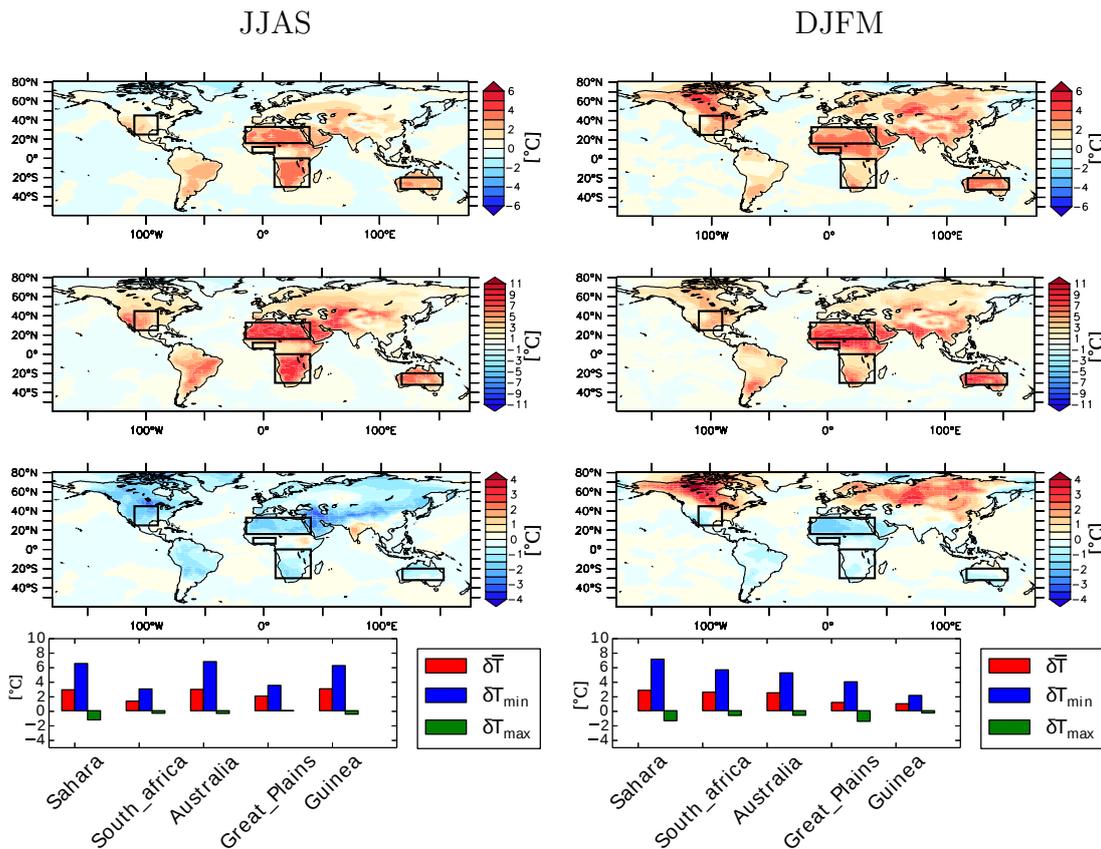


FIGURE 3.10 – Sensibilité de la moyenne (première ligne), du minimum (seconde ligne) et du maximum (troisième ligne) de la température de l'air à un changement d'inertie thermique d'une valeur de 850 à 2400 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ moyennée sur la saison d'été boréal JJAS (gauche) et d'hiver boréal DJFM (droite). Notez que les échelles vont de -6 à $6^{\circ}C$ pour la température moyenne, de -11 à $11^{\circ}C$ pour la température minimale et de -4 à $4^{\circ}C$ pour la température maximale. Valeurs des sensibilités de la température moyenne, minimale et maximale en rouge, bleu et vert respectivement (dernière ligne), moyennées sur la boîte de Sahara (15W-40E, 16N-33N), de l'Afrique du Sud (10E-40E, 30S-0), l'Australie (118E-153E, -32S-20S), les Grandes plaines (110W-90W, 25N- 45N) et la Guinée (9W-10E, 6N-12N).

Ces valeurs correspondent aux valeurs extrêmes que peut prendre l'inertie thermique dans ORC11 selon que le sol soit sec, ou saturé en eau. Elles correspondent

aussi à un changement d'inertie thermique de plus ou moins 50 % autour de la valeur de $1600 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ (figure 3.10).

Les résultats obtenus dans le cas DICE sont représentatifs de ce qui se passe dans les régions sèches. Les figures indiquent une grande sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique dans la majorité des régions sèches. Ces régions sèches peuvent être permanentes (Péninsule arabique, Sahara), ou saisonnières (Sahel, grandes plaines (USA)). La sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique est dissymétrique ; La sensibilité de la température minimale est bien plus élevée ($8^{\circ}C$) que la sensibilité de la température maximale ($2^{\circ}C$) sur le Sahara. Cette dissymétrie se transpose sur la température moyenne, qui est elle aussi sensible à l'inertie thermique (de l'ordre de $2^{\circ}C$) sur beaucoup de régions sèches.

Ainsi l'on confirme qu'une sous-estimation de l'inertie thermique conduit à une surestimation de l'amplitude diurne de la température de surface, qui a son tour va diminuer la température moyenne journalière à cause de la dissymétrie de cette sensibilité entre le jour et la nuit.

Nous pouvons également conclure que dans les régions sèches, les variations de la moyenne journalière de la température et de son amplitude sont anti-corrélées lorsque l'on change l'inertie thermique.

3.3.3 Extension aux modèles CMIP5

Nous avons, pour cette étude considéré 24 modèles qui ont participé au projet CMIP5 [Taylor et al., 2012]. Ils sont répertoriés comme suit : ACCESS1-0, ACCESS1-3, BNU-ESM, CanAM4, CCSM4, CESM1-CAM5, CMCC-CM, CNRM-CM5, CSIRO-Mk3-6-0, EC-EARTH, FGOALS-s2, GFDL-CM3, GFDL-HIRAM-C180, GFDL-HIRAM-C360, GISS-E2-R, HadGEM2-A, INMCM4, MIROC5, MPI-ESM-LR, MPI-ESM-MR, MRI-AGCM3-2H, MRI-AGCM3-2S, MRI-CGCM3, NorESM1-M.

Les biais de la température de l'air dans les modèles CMIP5 sont maximaux sur les régions de hautes latitudes, mais aussi sur le Sahara, où le biais de température est de l'ordre de $2.5^{\circ}C$ [Flato et al., 2013]. Sur le Sahara, la dispersion entre les modèles (définie ici comme deux fois l'écart type) de la moyenne saisonnière de la température de l'air est de l'ordre de $4^{\circ}C$ pour les 24 modèles CMIP5 considérés ici. L'amplitude diurne sur le Sahara est de l'ordre de $14^{\circ}C$ et la dispersion entre les 24 modèles sélectionnés est de $6^{\circ}C$.

Dans le but de comparer nos résultats à ceux des modèles CMIP5, nous avons tracé sur la figure 3.11 la température moyenne journalière pour les saisons JJAS et DJFM en fonction de l'amplitude diurne de la température sur la région du Sahara (10W-20E, 25-30N) pour les 24 modèles.

L'anti-corrélation entre la température moyenne journalière et l'amplitude diurne de la température que nous avons relevée lors d'un changement d'inertie thermique se retrouve aussi dans l'inter-comparaison des modèles CMIP5, ainsi que lorsque l'on modifie la physique atmosphérique utilisée (LMDZ5A et LMDZ5B).

La relation entre la température moyenne journalière, et l'amplitude diurne que nous avons mis en évidence en changeant l'inertie thermique semble beaucoup plus générale. Elle repose en effet principalement sur la dissymétrie de la sensibilité des flux à la température entre le jour et la nuit.

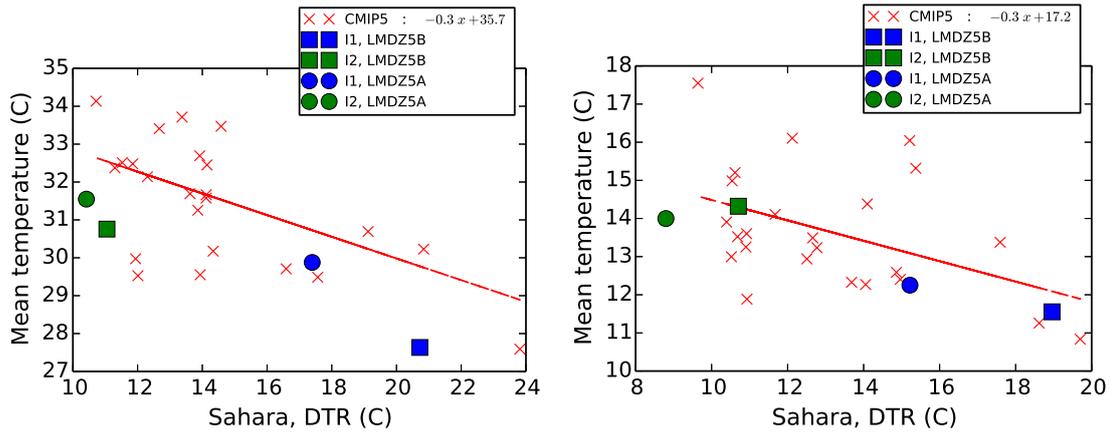


FIGURE 3.11 – Diagramme de dispersion de la température moyenne versus l'amplitude diurne moyennées sur la région du Sahara (10°W - 20°E , 25 - 30°N) pour les 24 modèles de CMIP5 (croix rouges) avec la ligne de régression correspondante (ligne rouge), LMDZ5A (cercles) et LMDZ5B (carrés) couplés à ORC11 avec une faible inertie thermique (bleu, $I1=850\text{J.m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{s}^{-0.5}$) et une forte inertie thermique (vert, $I2=2400\text{J.m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{s}^{-0.5}$). Les valeurs sont moyennées sur la saisons JJAS (gauche), et DJFM (droite).

Les simulations utilisant LMDZ couplé à ORCHIDEE couvrent un large éventail de DTR obtenus avec les modèles CMIP5. Une incertitude de 50% sur l'inertie thermique, qui est l'exemple que nous avons considéré, a un impact de 7 à 10°C sur l'amplitude diurne, ce qui est comparable à la dispersion multi-modèles de CMIP5.

Il est vrai que la variation de l'inertie thermique que nous avons considérée est peut-être un peu extrême (allant de 850 à $2400\text{J.m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{s}^{-0.5}$ et balayant les valeurs allant des deux extrêmes considérées dans ORCHIDEE). Cependant, ces résultats mettent en évidence que l'inertie thermique est un paramètre crucial dans les régions sèches et sa valeur dans les modèles de surface a besoin d'être soigneusement choisie.

Dans nos simulations, l'amplitude diurne est peu sensible ($< 2^{\circ}\text{C}$) au modèle d'atmosphère lorsque l'inertie thermique du sol est élevée, alors qu'elle est plus sensible (environ 4°C) lorsque l'inertie thermique est faible. Inversement, l'amplitude diurne est plus sensible à l'inertie thermique lorsque le contraste diurne de la stabilité de la couche limite est élevé (LMDZ5B en comparaison à LMDZ5A).

3.4 Conclusion

L'hydrologie du sol joue un rôle crucial sur la représentation de la température de surface dans les régions humides en déterminant la part de flux latent dans le bilan d'énergie à la surface. Mais nous avons montré ici qu'elle joue également un rôle très important dans les régions sèches, en contrôlant les propriétés thermiques du sol, et donc son inertie thermique.

L'inertie thermique du sol impacte directement l'amplitude diurne de la température dans les régions sèches ; une faible valeur de l'inertie thermique conduit à une forte valeur de l'amplitude diurne de la température alors qu'une faible valeur de l'inertie thermique conduit à une forte valeur de l'amplitude diurne de la température. Mais l'inertie thermique impacte également les flux turbulents durant le jour. Une faible valeur de l'inertie thermique augmente le flux sensible de jour alors qu'une faible valeur de l'inertie thermique diminuera la valeur du flux sensible de jour.

A l'aide d'un modèle simplifié basé sur le bilan d'énergie à la surface, nous avons montré l'importance de la variation diurne de la stabilité de l'atmosphère sur la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique. Ainsi, durant la journée, quand l'atmosphère est instable, un changement d'inertie thermique va impacter essentiellement les flux turbulents, alors que durant la nuit, quand l'atmosphère est stable, un changement d'inertie thermique va impacter essentiellement le flux radiatif infrarouge, et donc, la température de surface. En conséquence, la réponse de la température de surface à un changement d'inertie thermique est dissymétrique avec une plus grande sensibilité de la température de nuit que de jour, impactant la moyenne journalière de la température. Cet impact est d'autant plus fort que le contraste entre le jour et la nuit de la stabilité de la couche limite est élevé. Cette sensibilité à l'inertie thermique est importante sur de nombreuses régions du globe, particulièrement dans les régions semi-arides à arides. Par exemple, un changement d'inertie thermique de la valeur de 850 à une valeur de 2400 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ modifie la moyenne journalière de la température de l'air d'environ 3° au Sahara.

Nous avons également mis en évidence une corrélation négative entre la température moyenne journalière, et l'amplitude diurne lorsque l'on modifie le schéma de couche limite, ou encore l'inertie thermique. Cette corrélation négative correspond principalement à la dissymétrie de la sensibilité des flux à la température entre le jour et la nuit.

Par ailleurs, la température de surface est peu sensible au modèle d'atmosphère et à sa turbulence lorsque l'inertie thermique est élevée, et y est plus sensible lorsque l'inertie thermique est faible. Inversement, la température de surface est plus sensible à l'inertie thermique lorsque le contraste diurne de la stabilité de la couche limite est élevé que lorsque le contraste est faible. Dans les régions arides et semi-arides, les processus atmosphériques et les processus de surface interagissent fortement.

CHAPITRE 3. RÔLE DE L'INERTIE THERMIQUE DU SOL DANS LES RÉGIONS SEMI-ARIDES.

Ces résultats montrent l'importance de bien choisir les propriétés thermiques du sol lorsque l'on développe les paramétrisations de couche limite. Par exemple, une erreur de température de surface nocturne due à une mauvaise représentation de l'inertie thermique dans le modèle sera masquée par une couche limite nocturne trop mélangée, mais elle apparaîtra comme un biais lorsque la couche limite est plus réaliste et plus stable la nuit. En d'autres termes, une amélioration de la paramétrisation de la couche limite nocturne pourra faire apparaître des biais de température si l'inertie thermique est mal représentée.

Origine de la dissymétrie entre le jour et la nuit de la réponse de la température de surface à l'inertie thermique.

Sommaire

| | | |
|------------|--|------------|
| 4.1 | Description du modèle | 88 |
| 4.1.1 | Processus de base | 88 |
| 4.1.2 | Équations de base du modèle | 90 |
| 4.1.3 | Configurations du modèle | 93 |
| 4.1.4 | Paramètres du modèle | 93 |
| 4.2 | Validité du modèle et sensibilité aux échanges atmosphériques | 96 |
| 4.2.1 | Modèle radiatif convectif | 96 |
| 4.2.2 | Modèle radiatif pur | 100 |
| 4.2.3 | Conclusion | 102 |
| 4.3 | Sensibilité à l'inertie thermique | 103 |
| 4.3.1 | Rôle de la non-linéarité des échanges turbulents | 103 |
| 4.3.2 | Rôle de la non-linéarité du flux infrarouge | 107 |
| 4.3.3 | Rôle de la forme du forçage solaire | 107 |
| 4.4 | Conclusion | 112 |

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

Dans le chapitre précédent, nous avons évalué la représentation du cycle diurne de la température par le modèle ORCHIDEE couplé à LMDZ au cours des trois jours de simulation du cas DICE. Nous avons mis en évidence une dissymétrie de la réponse de la température de surface à l'inertie thermique entre le jour et la nuit, avec une réponse plus élevée durant le jour. Afin d'interpréter les résultats obtenus, nous avons élaboré un modèle diagnostique, qui nous a permis d'attribuer cette dissymétrie à la variation diurne de l'état de stabilité de la couche limite. Cependant, la température de surface étant pilotée par différents mécanismes, on pourrait envisager la contribution d'autres processus dans la dissymétrie de réponse de la température de surface à l'inertie thermique tels que la forme du forçage solaire, ou encore la non-linéarité du flux infrarouge.

Afin de répondre à ces questions, et d'élargir l'analyse précédemment effectuée dans un cadre moins contraint que le cas DICE, nous allons développer un modèle simplifié basé sur la représentation des processus d'échanges de chaleur (convectifs, radiatifs et de conduction dans le sol) dans un contexte complètement sec. Dans ce modèle, différentes formes de forçages solaires et différents états de stabilité de la couche limite sont pris en compte.

4.1 Description du modèle

4.1.1 Processus de base

Le modèle simplifié développé dans ce chapitre tient compte des processus d'échange de chaleur suivants :

1. Conduction thermique dans le sol.
2. Convection.
3. Échanges radiatifs.

Le modèle simplifié comporte un sol, dans lequel sont représentés uniquement les processus thermodynamiques, surmonté d'une atmosphère (la troposphère), dans laquelle sont mis en jeu les processus radiatifs et turbulents. On suppose que cette atmosphère est totalement transparente au rayonnement solaire, et absorbe partiellement le flux radiatif infrarouge.

Les différentes variables de température utilisées par le modèle sont représentées dans le schéma 4.1, où :

- T_t représente la température d'émission infrarouge de l'atmosphère vers l'espace
- T_a la température moyenne de l'atmosphère
- T_{a1} la température de la première couche atmosphérique (sert aux échanges turbulents avec la surface)

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

— T_s la température de surface.

Ce modèle simplifié ne représente pas les échanges d'humidité, et le gradient de température est fixé au gradient adiabatique sec, arrondi à $-10Kkm^{-1}$.

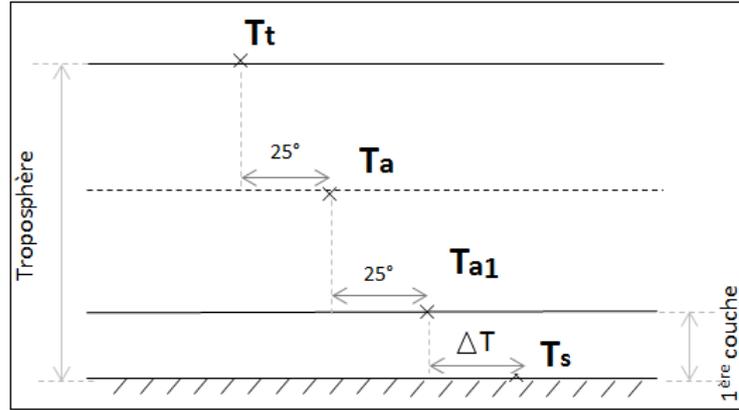


FIGURE 4.1 – Représentation des différentes variables de température du modèle simplifié

Les échanges radiatifs et convectifs représentés par le modèle simplifié sont schématisés dans la figure 4.2. Dans ce modèle, nous considérons un forçage solaire S arrivant de l'espace et traversant toute l'atmosphère sans être absorbé jusqu'à la surface. Ce dernier va réchauffer la surface qui va se refroidir en émettant un flux radiatif infrarouge σT_s^4 , et en produisant un flux convectif $K \times (T_s - T_{a1})$, ainsi qu'un flux de conduction thermique dans le sol G . La convection est présente dans toute l'atmosphère du fait du gradient adiabatique sec de $-10K km^{-1}$, mais le coefficient d'échange entre la surface et l'atmosphère n'est traité que dans la première couche atmosphérique.

L'atmosphère reçoit le flux convectif de la surface ainsi que le rayonnement infrarouge émis par cette dernière, dont elle absorbera une partie $\epsilon\sigma T_s^4$. L'atmosphère va réémettre à son tour vers la surface un rayonnement infrarouge de $\epsilon\sigma T_a^4$, et vers l'espace un rayonnement valant $\epsilon\sigma T_t^4$ (émission vers l'espace).

L'espace recevra alors la partie du rayonnement infrarouge émis par la surface mais non absorbé par l'atmosphère $(1 - \epsilon)\sigma T_s^4$, plus le rayonnement émis cette atmosphère également ($\epsilon\sigma T_t^4$).

Pour une atmosphère à l'équilibre, trois équations de bilan d'énergie peuvent être écrites :

1. **Au sommet de l'atmosphère**

$$(1 - \epsilon)\sigma T_s^4 + \epsilon\sigma T_t^4 - S = 0 \quad (4.1)$$

2. **Pour l'atmosphère**

$$\epsilon\sigma T_s^4 - \epsilon\sigma T_a^4 - \epsilon\sigma T_t^4 + K(T_s - T_{a1}) = 0 \quad (4.2)$$

3. Pour la surface

$$S + \epsilon\sigma T_a^4 - \sigma T_s^4 - K(T_s - T_{a1}) = G \quad (4.3)$$

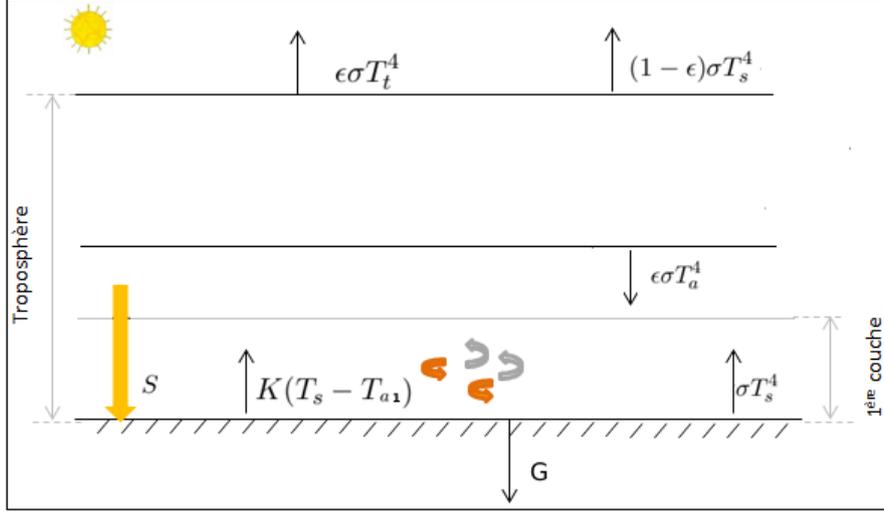


FIGURE 4.2 – Représentation des flux du modèle simplifié

4.1.2 Équations de base du modèle

Diffusion de la chaleur dans le sol

Pour le schéma de conduction thermique dans le sol, nous avons considéré la température en milieu de couche et les flux aux interfaces de couches (schéma 4.3).

L'évolution de la température T d'une couche à une profondeur z est donnée par la divergence du flux de conduction G telle que :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{C} \frac{\partial G}{\partial z} \quad (4.4)$$

Le flux de conduction de chaleur dans le sol G est calculé à partir du gradient vertical de la température T tel que :

$$G = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \quad (4.5)$$

Le schéma de discrétisation utilisé est un schéma d'Euler explicite en temps, et un schéma centré sur grille décalée en espace. On pose $t_{n+1} = t_n + \Delta t$ avec Δt le pas de discrétisation temporelle, et $z_{k+1} = z_k + \Delta z$ avec Δz le pas de discrétisation spatiale. En considérant pour chaque couche de sol k la variation de la température dans le temps (entre n et $n + 1$) et en considérant aussi la variation de flux aux

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

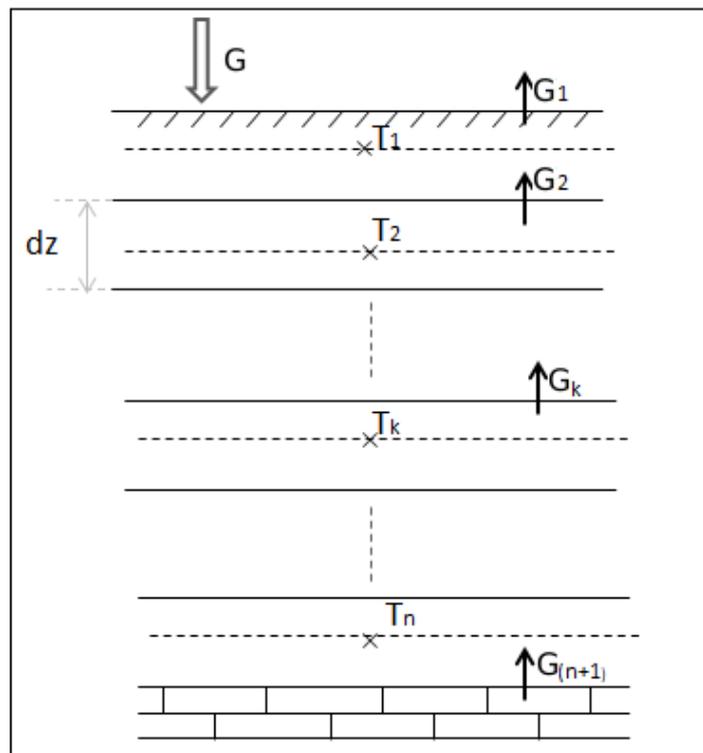


FIGURE 4.3 – Schéma représentant la discrétisation de la diffusion de chaleur dans le sol

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA
NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À
L'INERTIE THERMIQUE.

interfaces de la couche k de sol en début de pas de temps, les équations 4.4 et 4.5 discrétisées nous donnent [Houdrin, 1992] :

$$T_k^{n+1} - T_k^n = -\frac{\Delta t}{C} \frac{(G_{k+1}^n - G_k^n)}{\Delta z} \quad (4.6)$$

$$G_k^n = -\lambda \frac{(T_k^n - T_{k-1}^n)}{\Delta z} \quad (4.7)$$

L'épaisseur de chaque couche de sol (Δz) est considérée constante. Nous imposons comme condition aux limites un flux nul au fond du sol : ($G_m = 0$) où m est la dernière couche.

La température dans le sol étant calculée en milieu de couche (figure 4.3), une extrapolation linéaire est utilisée afin de calculer la température à la surface (nécessaire pour le calcul du bilan d'énergie) suivant l'équation :

$$T_s = \frac{3}{2}T_1 - \frac{1}{2}T_2 \quad (4.8)$$

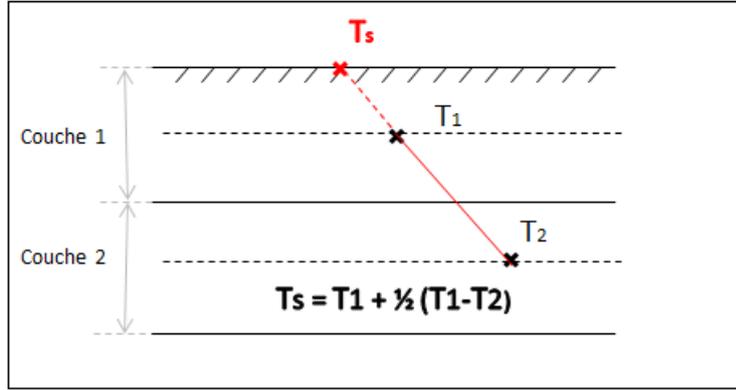


FIGURE 4.4 – Schématisation de l'extrapolation linéaire des températures de sol pour l'obtention de la température de surface

Température moyenne de l'atmosphère

Lorsque l'on n'est pas à l'équilibre, l'équation 4.2 s'écrit :

$$mc_p \frac{\partial T_a}{\partial t} = \epsilon \sigma T_s^4 - \epsilon \sigma T_a^4 - \epsilon \sigma T_t^4 + K \times (T_s - T_{a1}) \quad (4.9)$$

La discrétisation de cette équation s'écrit :

$$T_a^{n+1} = \frac{\epsilon \sigma \Delta t}{mc_p} (T_s^{n4} - T_a^{n4} - T_t^{n4}) + K \times (T_s^n - T_{a1}^n) \frac{\Delta t}{mc_p} + T_a^n \quad (4.10)$$

4.1.3 Configurations du modèle

Le modèle sera utilisé sous trois configurations différentes :

- **Modèle radiatif pur avec une atmosphère transparente au rayonnement infrarouge** : Dans ce modèle, on considère une atmosphère dont l'émissivité est nulle. Elle sera ainsi transparente aux rayonnements infrarouges. Le bilan d'énergie à la surface s'écrit :

$$S = G + \sigma T_s^4$$

- **Modèle radiatif pur avec une atmosphère absorbante** : Dans ce modèle, on considère une atmosphère non transparente aux rayonnements infrarouges, avec une émissivité de 0.9 ; la surface recevra non seulement le flux solaire, mais aussi le flux infrarouge émis par l'atmosphère. Le bilan d'énergie à la surface s'écrit alors :

$$S = G + \sigma T_s^4 - \epsilon \sigma T_a^4$$

- **Modèle radiatif-convectif** : Ce modèle représente le modèle complet ; il considère aussi bien l'effet de serre que la convection dans l'atmosphère. Dans ce cas-là, le bilan d'énergie à la surface a déjà été introduit précédemment (équation 4.3).

4.1.4 Paramètres du modèle

Le modèle sera utilisé avec un pas de temps de 60s, avec les forçages et paramètres suivants :

Forçages solaires

Deux types de forçages solaires sont considérés afin de tester l'impact de la forme du forçage solaire sur la dissymétrie de la réponse de la température de surface à l'inertie thermique.

1. Un forçage solaire de forme sinusoïdale et centré autour d'une moyenne \bar{S} :

$$S_{\simeq} = \bar{S} + A_S \times \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \quad (4.11)$$

2. Un forçage plus réaliste en sinusoïde tronquée en zéro, avec un maximum de flux solaire de A'_S :

$$S_{\frown} = \max\left(A'_S \times \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right), 0\right) \quad (4.12)$$

T étant la période, elle vaut 86400s pour un cycle diurne.

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

Dans la suite de ce chapitre, nous considérons le forçage solaire S_{\sphericalangle} comme étant un forçage solaire dissymétrique (du fait de sa forte valeur durant le jour par rapport à sa moyenne en comparaison à la nuit), alors que le forçage solaire S_{\sphericalcap} est considéré comme symétrique.

Nous avons considéré la même moyenne pour les deux forçages solaires. Elle est égale à $\bar{S} = 173W.m^{-2}$ et correspond à la moyenne du forçage solaire du cas DICE.

La variation diurne A'_s du forçage solaire en sinusoïde tronquée (S_{\sphericalangle}) est déduite à partir de l'intégrale d'une fonction en sinus comme suit : $A'_s = \pi \times \bar{S}$. Elle est égale à $560W.m^{-2}$. Ce forçage solaire est représentatif des régions de moyennes et basses latitudes.

Le forçage solaire symétrique S_{\sphericalcap} a quant à lui été choisi de manière à garantir un flux solaire positif durant la nuit. Sa variation diurne ($2 \times A_s$) est presque deux fois plus faible que celle du forçage solaire en sinusoïde tronquée, et est égale à $320W.m^{-2}$. Ce forçage solaire peut être représentatif des régions de très hautes latitudes durant l'été.

Les forçages considérés sont représentés dans la figure 4.5.

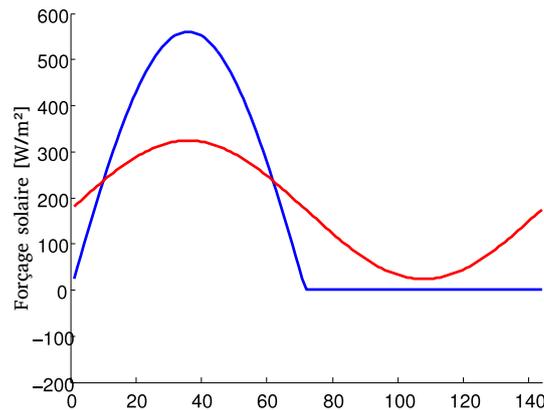


FIGURE 4.5 – Forçages solaires utilisés pour le modèle simplifié : S_{\sphericalcap} est un forçage solaire sinusoïdal (rouge) et S_{\sphericalangle} est le forçage solaire en sinusoïde tronquée (bleu).

Paramètres atmosphériques et coefficient de mélange

Étant donné que seule l'atmosphère contribue au cycle diurne de la température, nous avons fait le choix, dans ce modèle, de considérer que seule la moitié de l'atmosphère contribue au cycle diurne de la température. De ce fait, la masse de l'atmosphère a été fixée à $5000kg.m^{-2}$ (correspondant à la masse de la moitié de l'atmosphère). L'altitude d'émission radiative correspondant à la température T_t est fixée à $5km$. Nous avons prescrit une émissivité constante sur toute l'atmosphère, égale à 0.9, et un gradient de température égal au gradient adiabatique sec ($-10Kkm^{-1}$).

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

Par analogie avec le coefficient de mélange K_z , qui dépend notamment du cisaillement vertical du vent et du nombre de Richardson, dans notre modèle, le coefficient de mélange K utilisé dans les équations 4.2 et 4.3 rend compte de l'état de stabilité de la couche limite. Plus la couche limite est instable, plus ce coefficient sera élevé. L'atmosphère et la surface seront alors très couplées. Dans le cas DICE, le coefficient de mélange de jour (K_j) est égal à $23 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, et le coefficient de mélange de nuit (K_n) est égal à $13 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$. La moyenne \bar{K} est égale à $17 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$.

Dans notre étude, deux cas de figures de couches limites sont considérés (figure 4.6), se déclinant chacun en deux variantes comme suit :

1. **Instabilité constante** : Ce cas de figure considère une couche limite dont l'activité (ou l'instabilité) est constante sur la journée (24 h). Elle se caractérise par un coefficient de mélange constant de valeur \bar{K} . Nous considérerons dans notre étude deux valeurs : une valeur faible $\bar{K}_{Low} = 20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$, valeur proche du cas DICE. Et une valeur élevée \bar{K}_{High} égale à $30 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$.
2. **Instabilité variable** : Dans ce cas, nous fixons une instabilité différente de jour (forte instabilité), et de nuit (faible instabilité). Pour cela, le modèle considère deux coefficients de mélange : un de jour K_j et un de nuit K_n . Les périodes de jour et de nuit sont déterminées par le signe de la différence entre la température de la première couche de l'atmosphère T_{a1} , et la température de surface T_s , suivant les équations :

$$\begin{cases} K = K_j \text{ si } T_s - T_{a1} \geq 0 \\ K = K_n \text{ si } T_s - T_{a1} \leq 0 \end{cases}$$

Ce cas de figure est caractérisé par le contraste entre le coefficient de mélange de jour et de nuit. Ce contraste pourra être fort : (K_{jnHigh}) ou faible (K_{jnLow}).

Les différents cas sont représentés dans la figure 4.6.

Les moyennes journalières du coefficient de mélange dans les cas (b), (c) et (d) sont proches mais ne sont pas identiques (de l'ordre de 20, 17 et 18 $\text{Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ respectivement). Ceci est dû au fait que K_j et K_n soient déterminés par le signe de la différence de $T_s - T_{a1}$, et au fait que la durée pendant laquelle cette différence est positive est différente de la durée pendant laquelle celle-ci est négative. Cependant, nous considérerons par la suite que les cas (b), (c) et (d) ont un coefficient de mélange moyen sur la journée du même ordre. Par contre, le cas (a) a une moyenne beaucoup plus élevée, et égale à $30 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$.

Paramètres du sol

La profondeur de pénétration du cycle diurne de la température dans un sol est de l'ordre de 5 cm [Van Wijk and De Vries, 1963]. Cependant, pour rester cohérent avec la condition de flux nul au fond du sol, nous avons choisi un sol d'une profondeur de 3 m, discrétisé en 30 couches de 0.01m d'épaisseur chacune.

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA
NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À
L'INERTIE THERMIQUE.

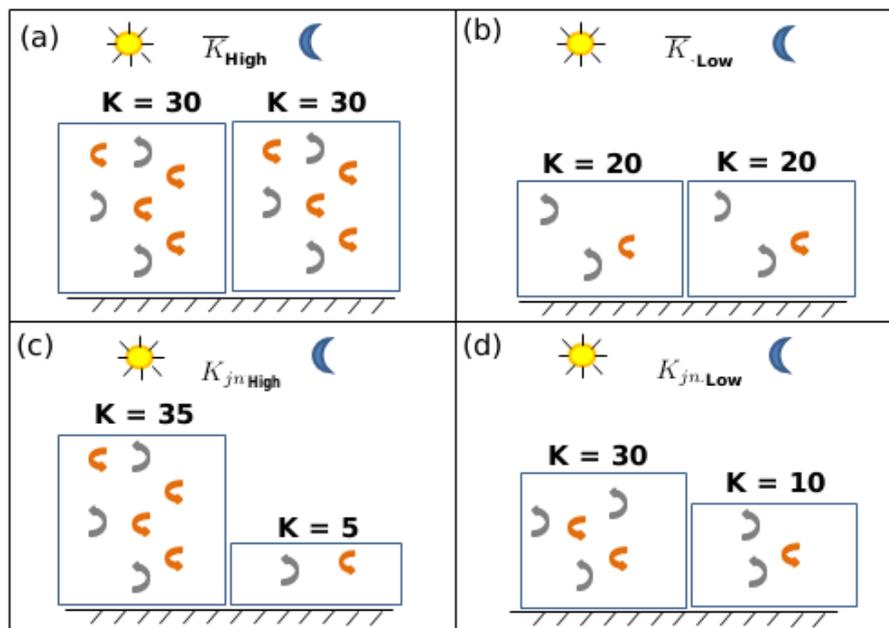


FIGURE 4.6 – Schématisation des types de couches limites considérées dans le modèle simplifié : (haut) stabilité constante forte (a) et faible (b) et (bas) stabilité variable forte (c) et faible (d).

Les propriétés thermiques du sol sont homogènes sur la verticale, et sont résumées dans le tableau suivant :

TABLEAU 4.1 – Valeurs des propriétés thermiques imposées pour le modèle simplifié.

| | $C(J.m^{-3}.K^{-1})$ | $\lambda (W.m^{-1}.K^{-1})$ | $\Gamma(J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5})$ |
|-----------------|----------------------|-----------------------------|------------------------------------|
| Γ_{Low} | 1.8×10^6 | 0.4 | 850 |
| Γ_{High} | 3.03×10^6 | 1.89 | 2490 |

Ces propriétés thermiques sont déduites du modèle de sol ORC11, et sont considérées comme extrêmes. Leurs valeurs (faibles et fortes) correspondent à un sol sec, et à un sol saturé en eau respectivement.

4.2 Validité du modèle et sensibilité aux échanges atmosphériques

4.2.1 Modèle radiatif convectif

Dans le cas du modèle radiatif convectif, et de la faible inertie thermique ($850 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$), le cycle diurne de la température aux différents niveaux de l'atmosphère et pour quelques niveaux de sol sont représentés dans la figure 4.7.

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

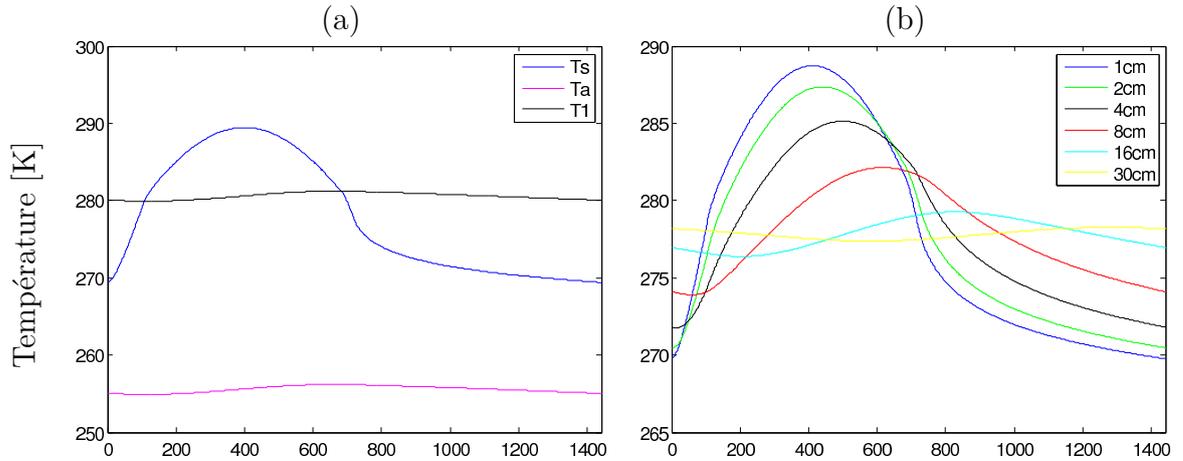


FIGURE 4.7 – Cycles diurnes de température considérée aux différents niveaux d’atmosphère (a), et aux niveaux 1,2, 4, 7, 16 et 30 du sol (b) pour le modèle radiatif convectif, avec une inertie thermique faible ($850 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$).

La température de l’atmosphère T_a est très froide ($255K$) en comparaison avec la température de la première couche T_{a1} ($280K$) de l’atmosphère ce qui est en adéquation avec la construction du modèle. Elles ont toutes deux une très faible amplitude de cycle diurne.

La comparaison des cycles diurnes à différentes profondeurs du sol montre bien le déphasage de la température avec la profondeur, ainsi que l’atténuation de son amplitude. Elle passe ainsi d’une amplitude de $20.3K$ à la surface à une amplitude inférieure à $1K$ en profondeur.

Dans ce qui suit, nous allons confronter les flux issus du modèle simplifié pour une inertie thermique faible ($850 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$) aux valeurs du cas DICE (figure 4.8).

Avec un flux solaire en sinusoïde tronquée (S_{\frown}), les flux simulés par le modèle radiatif-convectif suivent globalement les formes des flux du cas DICE, même si les valeurs sont différentes. Avec un flux solaire sinusoïdal S_{\smile} , le flux turbulent maximum de jour est surestimé de $60 Wm^{-2}$. La nuit, le minimum de flux turbulent est équivalent et proche de $50 Wm^{-2}$. Le flux infrarouge descendant est sous-estimé tout au long de la journée d’environ $30 Wm^{-2}$ et le flux infrarouge montant de la surface a une plus faible amplitude avec le modèle simplifié, et est très proche en valeur moyenne. Avec un flux solaire symétrique S_{\smile} , le flux sensible, le flux dans le sol et le flux radiatif infrarouge montant de la surface ont des amplitudes plus faibles que celles du cas DICE. Ceci est dû à l’amplitude du forçage solaire symétrique qui est plus faible par rapport au cas DICE ($320Wm^{-2}$ contre $560Wm^{-2}$). Les cycles diurnes des températures pour les deux forçages solaires (S_{\smile} et S_{\frown}), et les quatre types de couche limite (K_{jnHigh} , K_{jnLow} et \bar{K}_{High} et \bar{K}_{Low}) sont représentés dans la figure 4.9.

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

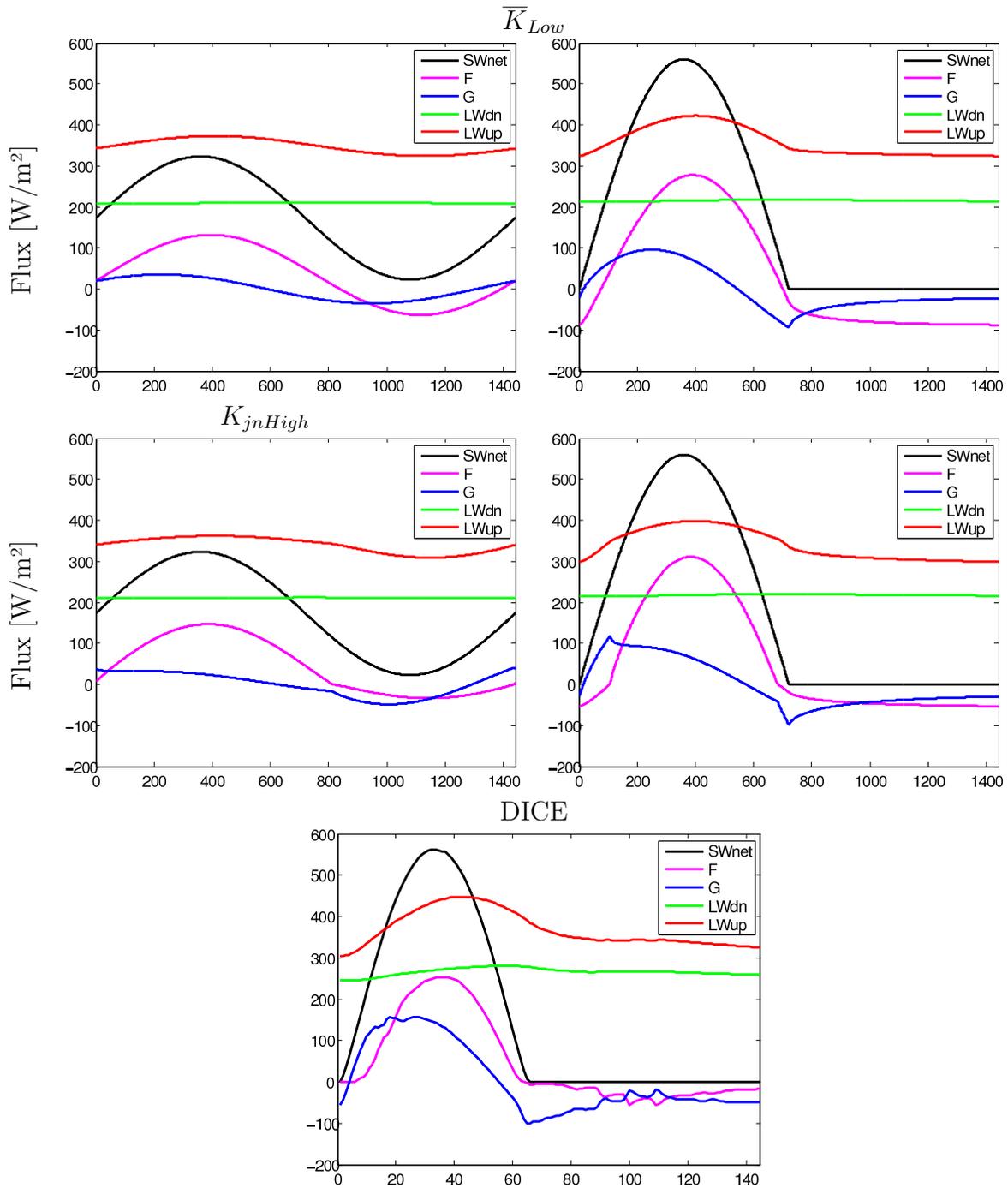


FIGURE 4.8 – Cycles diurnes du flux solaire net (SW_{net}), des flux turbulents (F), du flux dans le sol (G), des flux radiatifs infrarouge montant (LW_{up}), et descendant à la surface (LW_{dn}) dans le cas du modèle radiatif convectif avec un coefficient d'échange constant sur la journée \overline{K}_{Low} (1 ère ligne), et un coefficient d'échange variable entre le jour et la nuit K_{jnHigh} (2 ème ligne), pour les forçages solaires S_{\sim} (gauche) et S_{\frown} (droite). Flux de surface pour le cas de référence DICE (dernière ligne).

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

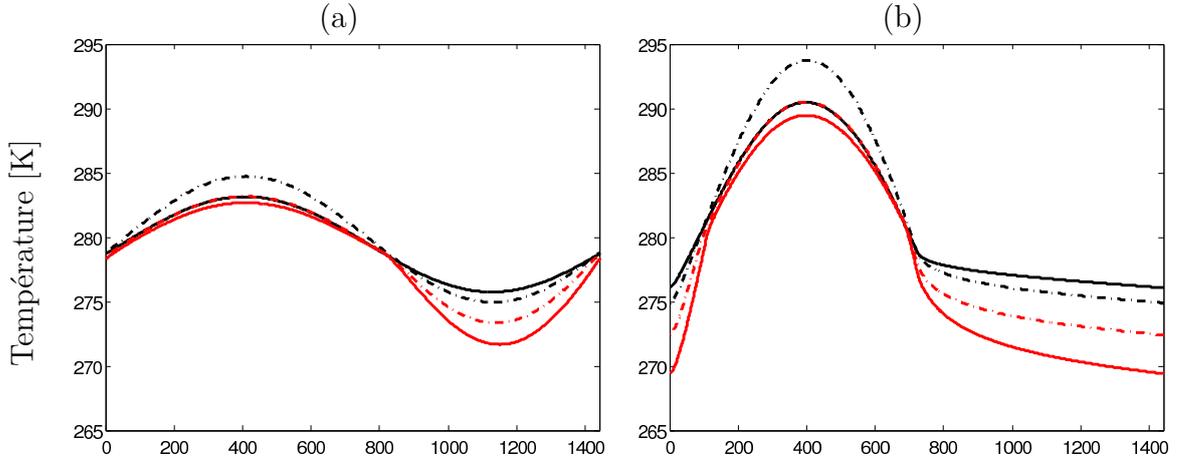


FIGURE 4.9 – Cycles diurnes de la température de surface pour un coefficient d'échange constant et élevé sur la journée (\bar{K}_{High}) (courbe noire continue), et faible (\bar{K}_{Low}) (courbe noire discontinue), et pour un coefficient d'échange variable sur la journée avec un fort contraste entre le jour et la nuit (K_{jnHigh}) (courbe rouge continue), et faible (K_{jnLow}) (courbe rouge discontinue) dans le cas d'une inertie thermique faible ($850 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$), pour un forçage solaire sinusoïdal (a), et en sinusoïde tronquée (b).

Les valeurs des températures moyennes journalières, et de l'amplitude diurne de la température sont données dans le tableau 4.2.

TABLEAU 4.2 – Moyennes et amplitudes diurnes de température de surface avec le modèle radiatif convectif pour les deux forçages solaires S_{\sim} et S_{\frown} et les différents états de couches limites (voir texte). La dernière colonne correspond aux valeurs de référence du cas DICE.

| | \bar{K}_{High} | | \bar{K}_{Low} | | K_{jnHigh} | | K_{jnLow} | | DICE |
|-------------|------------------|--------------|-----------------|--------------|--------------|--------------|-------------|--------------|-------|
| | S_{\sim} | S_{\frown} | S_{\sim} | S_{\frown} | S_{\sim} | S_{\frown} | S_{\sim} | S_{\frown} | |
| \bar{T}_s | 279.5 | 281.2 | 279.9 | 281.6 | 278.1 | 277.8 | 278.8 | 279.5 | 283.0 |
| DTR | 7.4 | 14.4 | 9.8 | 18.9 | 11.0 | 20.1 | 9.8 | 18.1 | 25 |

La valeur de la température moyenne de surface simulée par le modèle radiatif-convectif est d'environ $279K$ quelque soit le type de couche limite utilisé. Cette température ne s'éloigne pas trop du cas réaliste DICE (pour comparaison, la valeur de la température moyenne du cas DICE est de $283K$). Elle est néanmoins légèrement plus élevée en général pour le forçage solaire en sinusoïde tronquée S_{\frown} (différence d'environ $1K$). L'amplitude diurne de la température varie entre $14K$ et $20K$ dans le cas d'un forçage solaire en sinusoïde tronquée S_{\frown} , mais est plus faible dans le cas du forçage solaire S_{\sim} (entre $7K$ et $11K$). Ceci est dû à l'amplitude du forçage solaire qui est plus faible dans le cas du forçage sinusoïdal S_{\sim} ($320Wm^{-2}$ contre $560Wm^{-2}$ pour le forçage S_{\frown}). Le flux radiatif infrarouge descendant vers la surface est égal à $210 Wm^{-2}$ quelque soit le type de couche limite considéré.

Pour une couche limite avec un coefficient d'échange constant (\bar{K}), augmenter

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA
NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À
L'INERTIE THERMIQUE.

la valeur du coefficient de mélange de 50 % n'impacte quasiment pas la moyenne de température (moins de $0.5K$). Ceci est dû au fait que bien que le refroidissement de jour augmente à cause de l'augmentation du flux sensible, la valeur absolue du flux sensible augmente aussi de nuit, conduisant à la réduction du refroidissement nocturne. Aussi, cette augmentation du coefficient d'échange conduit à la diminution de l'amplitude diurne de la température d'environ 2 à 3 K.

Si on considère à présent un coefficient de mélange qui varie le jour et la nuit (K_{jn}), plus le contraste diurne du coefficient de mélange est élevé, et plus la moyenne journalière de la température sera faible, et l'amplitude élevée. Ce qui correspond aux résultats que nous avons discutés au chapitre 3.

4.2.2 Modèle radiatif pur

Le modèle radiatif pur a été mis en place afin de tester le rôle de la non-linéarité des flux infrarouges sur le cycle diurne de la température de surface. En effet, pour les deux configurations de modèle radiatif pur ($\epsilon = 0$ et $\epsilon = 0.9$), les amplitudes diurnes sont très élevées. Nous allons analyser l'effet de la non-linéarité en comparant les résultats de ce modèle avec des sorties de modèle où les flux radiatifs infrarouges sont linéarisés par rapport à une température de référence T_0 suivant l'équation :

$$LW_{lin} = \epsilon\sigma T_0^4 + 4\epsilon\sigma T_0^3(T - T_0)$$

où LW_{lin} est le flux infrarouge linéarisé, et la valeur de la température de référence (T_0) est une valeur moyenne journalière qui dépend du modèle utilisé (radiatif pur ($\epsilon = 0$), radiatif pur ($\epsilon = 0.9$)), et du flux infrarouge considéré (montant de la surface, montant vers l'espace ou descendant vers la surface.). Les valeurs de T_0 pour la surface et l'atmosphère sont présentées dans le tableau 4.3. La température au sommet de l'atmosphère T_t est inférieure à la température de l'atmosphère T_a de $25K$ du fait du gradient adiabatique sec imposé.

TABLEAU 4.3 – Valeurs de température de référence pour la linéarisation des flux infrarouges pour le modèle Radiatif pur avec atmosphère transparente ($\epsilon = 0$) et radiatif pur ($\epsilon = 0.9$)

| | Radiatif pur : $\epsilon = 0.0$ | Radiatif pur : $\epsilon = 0.9$ |
|----------|---------------------------------|---------------------------------|
| T_{so} | 234.0 | 285.0 |
| T_{ao} | 209.11 | 252.0 |

Les cycles diurnes des températures pour les deux forçages solaires (S_{\simeq} et S_{\frown}), et les différentes configurations du modèle radiatif sont représentés dans la figure 4.10.

Les valeurs de la température moyenne et des amplitudes diurnes des modèles radiatifs purs sans et avec l'effet de serre, et avec et sans linéarisation sont données dans le tableau 4.4.

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

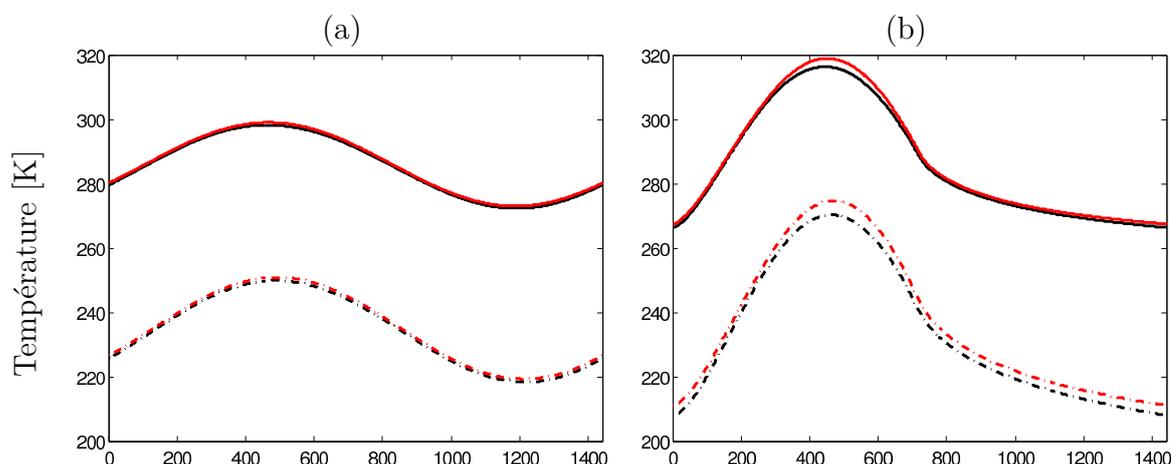


FIGURE 4.10 – Cycles diurnes de la température de surface pour le cas d’une atmosphère transparente (émissivité nulle) (courbe discontinue), et avec une émissivité non nulle ($\epsilon = 0.9$ (courbe continue), dans le cas où les flux radiatifs infrarouges sont non-linéaires (courbes noires) et linéarisés (courbes rouges) pour un forçage solaire sinusoïdal (a), et en sinusoïde tronquée (b). L’inertie thermique est fixée à $850 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$.

TABLEAU 4.4 – Moyenne et amplitudes diurnes de température de surfaces modélisées par le modèle radiatif pour les deux forçages solaires S_{\sim} et S_{\frown} et les deux inerties thermiques fortes et faibles.

| | LW non-linéaire | | | | LW Linéaire | | | |
|-------|------------------------|--------------|------------------------|--------------|------------------------|--------------|------------------------|--------------|
| | $\epsilon_{atm} = 0.0$ | | $\epsilon_{atm} = 0.9$ | | $\epsilon_{atm} = 0.0$ | | $\epsilon_{atm} = 0.9$ | |
| | S_{\sim} | S_{\frown} | S_{\sim} | S_{\frown} | S_{\sim} | S_{\frown} | S_{\sim} | S_{\frown} |
| T_s | 234.2 | 233.8 | 285.4 | 286.2 | 235.6 | 236.8 | 286.0 | 287.4 |
| DTR | 31.5 | 62.3 | 25.9 | 50.0 | 31.6 | 63.5 | 29.0 | 51.4 |

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

Pour une atmosphère transparente au rayonnement infrarouge, la température moyenne est très faible (autour de $233K$). Ceci s'explique par l'absence d'effet de serre de l'atmosphère : la surface se refroidit d'avantage en émettant un flux infrarouge vers l'espace. Dans ce cas-là, l'amplitude diurne est aussi très élevée, et atteint des valeurs allant de $31.5K$ pour le forçage S_{\sim} à $62.3K$ pour le forçage S_{\curvearrowright} . Lorsque l'atmosphère absorbe le rayonnement infrarouge ($\epsilon = 0.9$), la température moyenne de surface est plus élevée et dépasse la valeur de $285K$ du fait de l'effet de serre. Les amplitudes diurnes de température diminuent (atteignent $25.9K$ et $50K$ pour les forçages solaires S_{\sim} et S_{\curvearrowright} respectivement), mais restent toutefois élevées par rapport au modèle radiatif-convectif.

La linéarisation du rayonnement infrarouge ne modifie en rien ce comportement. Les cycles diurnes de la température y sont peu sensibles, particulièrement dans le cas du flux solaire sinusoïdal, du fait de sa faible amplitude diurne. La linéarisation des flux infrarouges conduit cependant à des températures moyennes de surface plus élevées (d'environ 1 à $3K$ selon les cas de figure), et à une très légère augmentation de l'amplitude diurne de la température ne dépassant pas $1K$.

4.2.3 Conclusion

En conclusion de cette section, pour un forçage solaire réaliste (en sinusoïde tronquée), nous pouvons dire :

- Sans échanges convectifs avec la surface et sans effet de serre, la température moyenne est très faible (234 K), et l'amplitude diurne de la température atteint des valeurs très élevées (62 K).
- Ajouter l'effet de serre va augmenter la température moyenne (286 K) et diminuer l'amplitude diurne de la température (50 K).
- Ajouter un coefficient d'échange constant sur la journée va diminuer légèrement la température moyenne (281 K), mais surtout diminuer fortement l'amplitude diurne de la température (18 K). Augmenter la valeur du coefficient d'échange va peu impacter la moyenne de température, mais va diminuer l'amplitude diurne de la surface (14 K).
- Introduire un contraste diurne du coefficient de mélange avec la surface va diminuer la température moyenne (278 K) tout en augmentant son amplitude diurne (20 K). L'amplitude diurne ainsi que la moyenne journalière de la température étant dans ce cas pilotées par la température nocturne.
- La non-linéarité du rayonnement infrarouge a un effet faible pour la configuration du modèle radiatif pur, et un effet encore plus faible pour la configuration de modèle radiatif-convectif.

4.3 Sensibilité à l'inertie thermique

Dans cette section, nous allons utiliser le même modèle que précédemment afin d'étudier le rôle de la variation de la stabilité de la couche limite, de la non-linéarité du rayonnement infrarouge et de la dissymétrie du flux solaire sur la dissymétrie de la réponse de la température de surface à une augmentation de l'inertie thermique d'une valeur de 850 à une valeur de 2400 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$.

4.3.1 Rôle de la non-linéarité des échanges turbulents

Les cycles diurnes de la température de surface dans le cas du modèle radiatif convectif avec des coefficients d'échange constants et variables sur la journée sont représentés dans la figure 4.11 pour les deux valeurs de l'inertie thermique utilisées.

Lorsque le coefficient d'échange est constant (\overline{K}), la réponse de la température de surface à l'inertie thermique est symétrique pour un forçage solaire sinusoïdal et est dissymétrique pour un forçage solaire en sinusoïde tronquée. La réponse de la température est alors plus élevée le jour que la nuit.

Lorsque le contraste diurne du coefficient d'échange est fort (K_{jnHigh}), cette dissymétrie s'inverse avec une réponse plus forte la nuit que le jour. Cette sensibilité plus forte la nuit que le jour est visible aussi bien pour un forçage solaire sinusoïdal, que pour un forçage solaire en sinusoïde tronquée.

Afin de quantifier cette sensibilité, nous allons analyser les variables suivantes :

- Température maximale de la journée : T_{smax} ;
- Température minimale de la journée : T_{smin} ;
- Température moyenne sur la journée : \overline{T}_s ;

On définit la différence d'une variable donnée X entre deux simulations avec deux inerties thermiques par $\delta X = X_{\Gamma_2} - X_{\Gamma_1}$, où Γ représente l'inertie thermique.

La figure 4.12 montre que pour un forçage solaire symétrique (S_{\sim}), lorsque la stabilité de la couche limite est constante sur la journée (\overline{K}), plus la valeur du coefficient d'échange est élevée, et moins les extrêmes de températures sont sensibles à une variation d'inertie thermique du fait de la plus faible amplitude diurne (tableau 4.2). La sensibilité de la température maximale et minimale à l'inertie thermique est parfaitement symétrique entre le jour et la nuit, et la température moyenne journalière n'est pas modifiée.

Introduire une variation des échanges turbulents sur la journée (K_{jn}) augmente la sensibilité du minimum de température (température de nuit) en comparaison à la sensibilité du maximum (température de jour), et cette dissymétrie est d'autant plus forte lorsque le contraste diurne du coefficient d'échange est élevé (sensibilité de $0.9K$ pour le T_{max} et $2.2K$ pour le T_{min} avec un K_{jnLow} , et de $0.8K$ pour le T_{max} et $3.2K$ pour le T_{min} avec un K_{jnHigh}).

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA
NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À
L'INERTIE THERMIQUE.

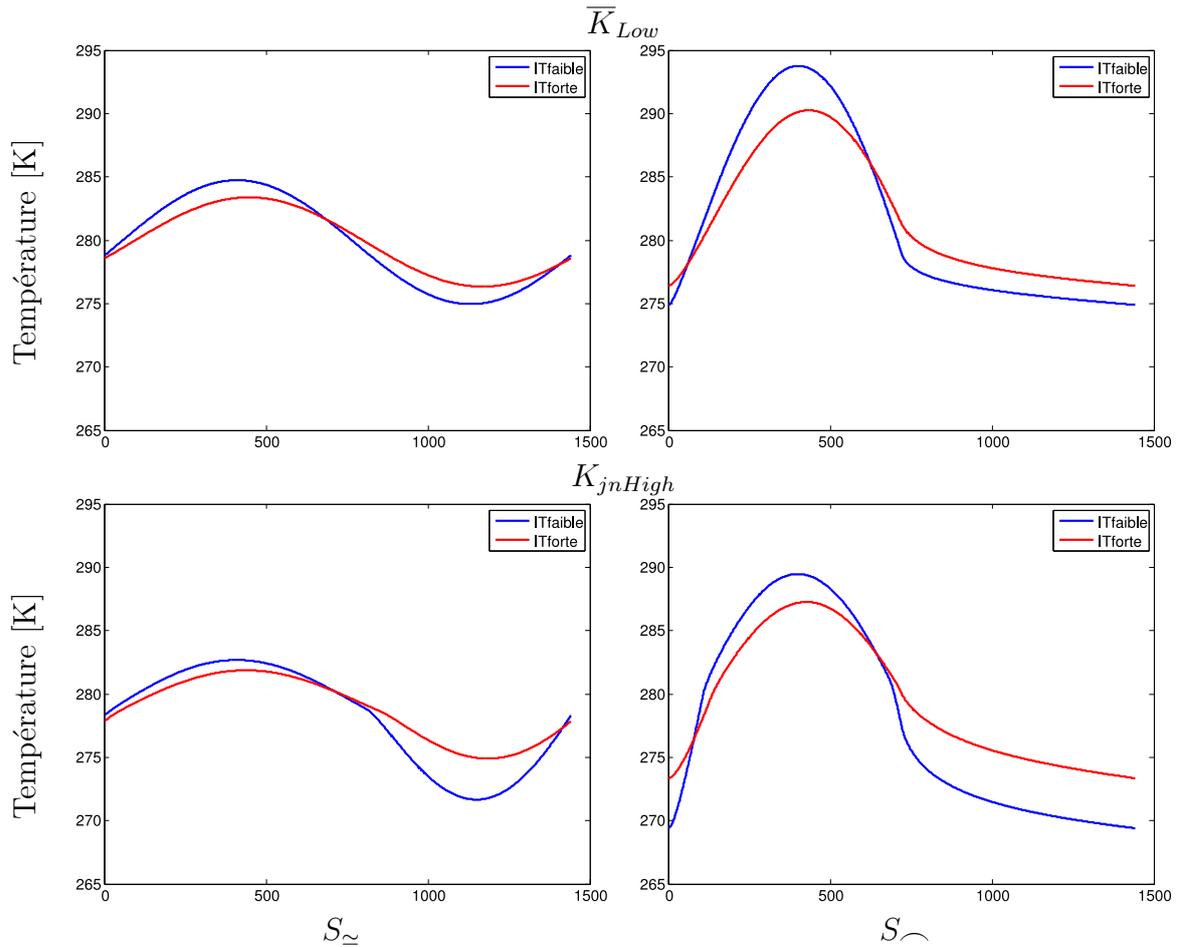


FIGURE 4.11 – Cycles diurnes de la température de surface dans le cas du modèle radiatif convectif avec un coefficient d'échange constant sur la journée \overline{K}_{Low} (1 ère ligne), et un coefficient d'échange variable entre le jour et la nuit K_{jnHigh} (2 ème ligne), pour les forçages solaires S_{\sim} (gauche) et S_{\smile} (droite).

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

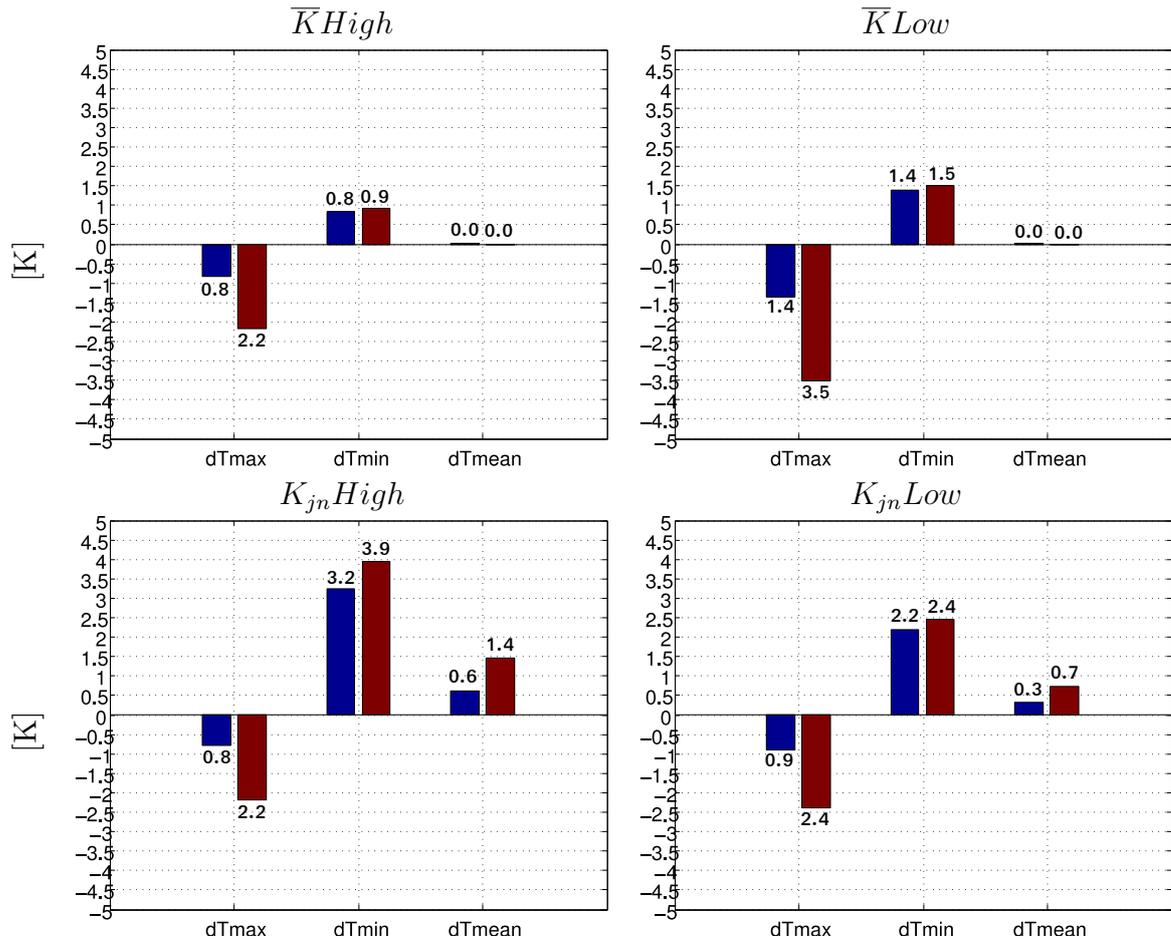


FIGURE 4.12 – Sensibilité de la température de surface maximale, minimale et moyenne à une augmentation d’inertie thermique en fonction du coefficient d’échange utilisé : constant sur la journée (haut), et variable (bas), pour les différents forçages solaires S_+ (bleu) et S_- (rouge)

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA
NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À
L'INERTIE THERMIQUE.

Si on considère à présent le cas plus réaliste d'un forçage solaire en sinusoïde tronquée (S_{\sphericalangle}), lorsque le coefficient d'échange est constant sur la journée (\overline{K}), la sensibilité de la température maximale à l'inertie thermique est plus forte que la sensibilité de la température minimale, et ceci est amplifié lorsque le coefficient d'échange est faible ($2.2K$ pour la T_{max} contre $0.9K$ pour la T_{min} avec un $K = 20 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$ et $3.5K$ pour la T_{max} et $1.5K$ pour la T_{min} avec un $K = 30 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-1}$). Malgré cette dissymétrie de la réponse des extrêmes de température à l'inertie thermique, la sensibilité de la moyenne de température à l'inertie thermique est nulle.

Dans le cas d'un fort contraste diurne du coefficient d'échange avec la surface (K_{jnHigh}), la réponse de la température de surface de nuit est amplifiée ($3.9K$), alors que la réponse de la température de jour à l'inertie thermique est atténuée ($2.2K$), si bien que la dissymétrie de réponse de la température de surface (sensibilité plus élevée de la température de jour par rapport à la sensibilité de la température de nuit) s'inverse (figure 4.12), et c'est la température de nuit qui devient plus sensible à l'augmentation de l'inertie thermique que la température de jour.

Le cas d'un contraste diurne de la couche limite moins fort (K_{jnLow}) constitue un cas intermédiaire où les effets de la forme du forçage solaire ainsi que de la non-linéarité de la stabilité de la couche limite s'opposent. La réponse des températures extrêmes résulte de la combinaison de ces deux processus. La réponse de la température moyenne dépend quant à elle uniquement de la non-linéarité du coefficient d'échange turbulent avec la surface.

En résumé (tableau 4.5), la sensibilité des extrêmes de température à l'inertie thermique dépend du contraste diurne de la couche limite et de la forme du forçage solaire. Cependant, ces deux processus agissent de manière opposée : la dissymétrie du forçage solaire conduit à une plus forte sensibilité de la température à l'inertie thermique de jour que de nuit, tout en n'impactant pas la moyenne journalière. Le contraste diurne de la stabilité de la couche limite au contraire conduit à une plus forte sensibilité de la température à l'inertie thermique la nuit que le jour, et impacte également la moyenne.

TABLEAU 4.5 – Impact qualitatif de l'augmentation de l'inertie thermique de sol sur les variables caractéristiques du cycle diurne de la température de surface (T_{max} , T_{min} et \overline{T}_s) dans le cas des deux forçages solaires S_{\sphericalangle} et S_{\frown} , ainsi que des différents types de couches limites utilisés (\overline{K} et K_{jn}). Les variations δT_{max} par rapport à δT_{min} sont considérées ici en valeurs absolues.

| | S_{\sphericalangle} | S_{\frown} |
|----------------|--|--|
| \overline{K} | $ \delta T_{max} = \delta T_{min} ; \delta \overline{T}_s = 0$ | $ \delta T_{max} > \delta T_{min} ; \delta \overline{T}_s = 0$ |
| K_{jnHigh} | $ \delta T_{max} < \delta T_{min} ; \delta \overline{T}_s > 0$ | $ \delta T_{max} < \delta T_{min} ; \delta \overline{T}_s > 0$ |

4.3.2 Rôle de la non-linéarité du flux infrarouge

Nous allons à présent tester le rôle de la non-linéarité du flux radiatif infrarouge sur la réponse de la température de surface à l'inertie thermique (figure 4.13).

Avec le modèle radiatif pur, une atmosphère transparente au rayonnement infrarouge ($\epsilon = 0$), et le forçage solaire symétrique (S_{\simeq}), la sensibilité en valeur absolue du maximum de température à l'augmentation de l'inertie thermique est inférieure à la sensibilité du minimum (8.3 contre 9.9K). La température moyenne est elle aussi affectée par l'augmentation de l'inertie thermique (+0.7K). Lorsqu'on linéarise le flux radiatif infrarouge, cette sensibilité de la moyenne journalière devient nulle et la dissymétrie diurne de la réponse des extrêmes de température à l'inertie thermique devient négligeable ($\delta T_{max} = -9.1$ et $\delta T_{min} = 9.2$).

Ceci est dû au fait que l'amplitude diurne de la température de surface est élevée 31.5K (tableau 4.4), ce qui conduit à un effet non négligeable de la non-linéarité du flux infrarouge par rapport à la température. La température de jour étant plus forte que la température de nuit, un faible changement de température durant le jour produit une variation de flux infrarouge plus élevée le jour que la nuit du fait de la non-linéarité de la loi d'émission du corps noir (σT^4). La sensibilité à l'inertie thermique de la température de surface de jour est donc plus faible que la nuit, et la moyenne de température s'en trouve affectée.

Le forçage solaire dissymétrique S_{\frown} augmente l'amplitude diurne de la température (figure 4.4 : 62.3K). Dans ce cas, l'impact de la non-linéarité du flux infrarouge sur la température moyenne est encore plus fort (+2.6K voir figure 4.13). Linéariser les flux infrarouges par rapport à la température va réduire à zéro la sensibilité de la moyenne de température à l'inertie thermique.

Pour une atmosphère qui absorbe le rayonnement infrarouge ($\epsilon = 0.9$), on note qualitativement le même impact de l'inertie thermique sur la moyenne et les extrêmes journaliers, avec cependant des valeurs plus faibles. En effet, la faible amplitude de température réduit l'impact de la non-linéarité du flux infrarouge sur la température (pour S_{\frown} par exemple, la sensibilité de la température moyenne est égale à 1.3K dans le cas du modèle radiatif avec effet de serre contre 2.5K sans effet de serre).

Pour le modèle radiatif-convectif, quelle que soit la forme du forçage solaire, les amplitudes diurnes de la température sont plus faibles (11.0 K et 20.1K pour les forçages S_{\simeq} et S_{\frown} respectivement). Ceci conduit à un impact négligeable de la non-linéarité du rayonnement infrarouge sur la sensibilité de la moyenne, ainsi que des extrêmes de température à l'inertie thermique.

4.3.3 Rôle de la forme du forçage solaire

Avec un coefficient d'échange constant sur la journée, le système est quasi-linéaire et la réponse de la température moyenne à l'augmentation de l'inertie thermique est

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

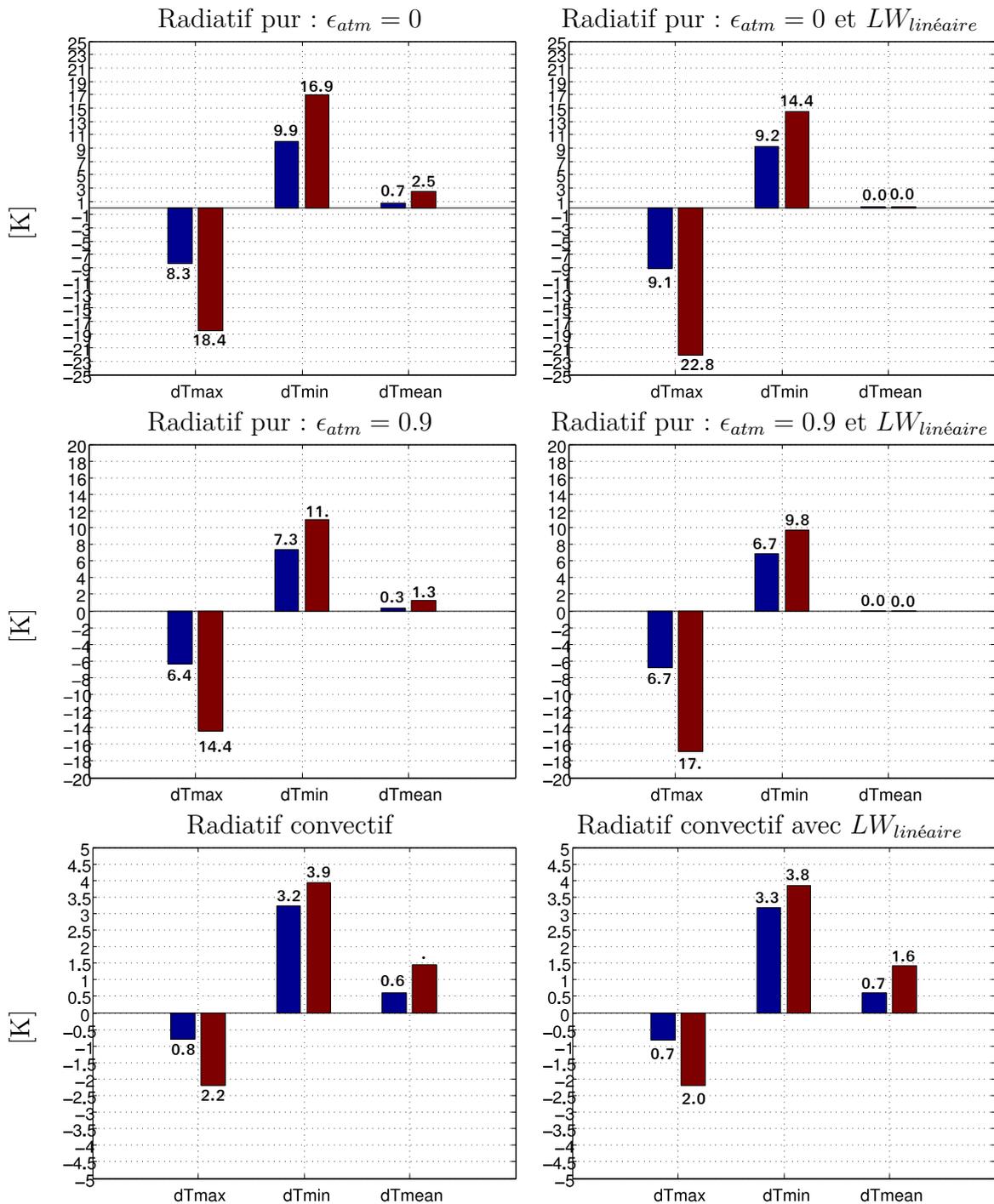


FIGURE 4.13 – Sensibilité de la température de surface maximale, minimale et moyenne à une augmentation d’inertie thermique pour les différents forçages solaires S_{\sphericalight} (bleu) et S_{\frown} (rouge) pour le modèle radiatif pur avec atmosphère transparente (1 ère ligne), radiatif pur (2 ème ligne), et radiatif convectif (Ligne 3) en utilisant la formule du flux infrarouge non-linéarisée (gauche), et linéarisée par rapport à la température (droite).

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

nulle. Ceci que le forçage solaire soit symétrique ou non (figure 4.12). La sensibilité des extrêmes dépend par contre de la forme du forçage solaire : la sensibilité du maximum de température à l'inertie thermique est supérieure à celle du minimum pour un forçage solaire dissymétrique mais les deux sont égales pour un forçage solaire symétrique.

Pour interpréter ces résultats, nous allons reprendre le modèle explicatif développé au chapitre 3. Cependant, comme ce modèle considère les valeurs moyennes de jour et de nuit, et que celles-ci sont définies avec le signe du flux dans le sol (équation 3.3), nous devons d'abord nous assurer que les résultats obtenus avec ces valeurs sont qualitativement comparables à ceux obtenus avec les valeurs extrêmes journalières. Pour cela, nous utilisons le modèle radiatif-convectif avec les différents types de couches limites (4.6).

TABLEAU 4.6 – Valeurs des sensibilités des extrêmes de température, ainsi que des températures de jour, et de nuit, moyennées sur la durée du jour déterminée par α pour le modèle radiatif-convectif, avec les différentes déclinaisons de couches limites (cf. figure 4.6)

| Forçage | δT_j | δT_n | δT_{smax} | δT_{smin} |
|------------------|--------------|--------------|-------------------|-------------------|
| \bar{K}_{High} | -1.3 | 0.6 | -2.2 | 0.9 |
| \bar{K}_{Low} | -2.1 | 1.1 | -3.5 | 1.5 |
| K_{jnHigh} | -1.2 | 3.1 | -2.2 | 3.9 |
| K_{jnLow} | -1.4 | 1.9 | -2.4 | 2.4 |

Au premier ordre, la dissymétrie de réponse à l'inertie thermique de la température maximale et minimale est comparable à celle des valeurs moyennes de jour et de nuit. Le modèle explicatif présenté dans le chapitre 3 reste donc pertinent pour l'étude de la sensibilité des extrêmes journaliers.

Reprenons l'équation 3.13 décrivant la sensibilité de la moyenne de température à l'inertie thermique. Si on considère la dérivée de la température T_{a1} par rapport à la température de surface comme nulle, alors on aura : $H'_j = K_j$ et $H'_n = K_n$. L'équation devient :

$$\delta \bar{T}_s = \alpha \delta T_{sj} \left(1 - \frac{K_j + LW'_{up}}{K_n + LW'_{up}} \right) \quad (4.13)$$

Si on considère une atmosphère de stabilité constante sur la journée ($K_j = K_n$), et qu'on néglige l'effet de la non-linéarité du flux radiatif infrarouge avec la température, on aura : $\delta \bar{T}_s = 0$. La moyenne est donc insensible à la forme du forçage solaire dans le cas où les flux turbulents et radiatifs infrarouges sont linéaires sur la journée.

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA
NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À
L'INERTIE THERMIQUE.

Moyennant les mêmes hypothèses, l'équation 3.8 s'écrit :

$$\frac{\delta T_{sn}}{\delta T_{sj}} = - \frac{\overbrace{\alpha}^{(A)}}{(1-\alpha)} \frac{\overbrace{K_j + LW'_{up}}^{(B)}}{K_n + LW'_{up}} \quad (4.14)$$

La fraction de la journée α dépend de la dissymétrie du flux dans le sol. Dans le cas d'un forçage solaire en sinusoïde tronquée, la valeur de jour du flux de conduction thermique dans le sol est très élevée par rapport à sa moyenne. Or à l'équilibre, l'intégrale sur la journée du flux dans le sol est nulle. La fraction de journée pendant laquelle le flux dans le sol est positif (représentée par le terme α) est donc inférieure à 0.5 (figure 4.14).

Le tableau 4.7 contient les valeurs de la fraction de la journée pendant laquelle le flux dans le sol est positif ($\alpha_{G>0}$), et celle pendant laquelle le flux solaire est supérieur à sa moyenne ($\alpha_{S>\bar{S}}$). Lorsque le forçage solaire est symétrique, les deux

TABLEAU 4.7 – Valeurs de la fraction de la journée pendant laquelle le flux solaire net est supérieur à sa moyenne ($\alpha_{S>\bar{S}}$), et pendant laquelle le flux dans le sol est positif ($\alpha_{G>0}$) pour les deux forçages solaires symétriques (S_{\sim}), et dissymétriques (S_{\curvearrowright}) dans le cas du modèle radiatif-convectif.

| | S_{\curvearrowright} | | S_{\sim} | |
|-------------------------------------|------------------------|----------------|----------------------|----------------|
| | $\alpha_{S>\bar{S}}$ | $\alpha_{G>0}$ | $\alpha_{S>\bar{S}}$ | $\alpha_{G>0}$ |
| Radiatif convectif \bar{K}_{High} | 0.4 | 0.37 | 0.5 | 0.5 |
| Radiatif convectif K_{jnHigh} | 0.4 | 0.39 | 0.5 | 0.5 |

fractions sont égales et valent 1/2 ($\alpha_{S>\bar{S}} = \alpha_{G>0} = 1/2$) que le coefficient d'échange soit constant ou variable entre le jour et la nuit.

Quand le forçage solaire est dissymétrique, les deux fractions restent toujours proches l'une de l'autre, mais α est inférieur à 0.5. Le fait que le coefficient d'échange soit constant ou variable sur la journée a peu d'influence sur la valeur de la fraction α . On peut donc la considérer comme un indicateur de la dissymétrie du forçage solaire : Plus ce dernier est dissymétrique, plus α est inférieur à 0.5.

L'équation 4.14 montre que le rapport entre la réponse de jour et de nuit de la température de surface à l'inertie thermique dépend de deux termes :

- le terme (A), lié directement à la forme du forçage solaire. Lorsque le forçage solaire est symétrique ($\alpha = 0.5$), $A = 1$. Lorsque la dissymétrie du forçage solaire est forte, la valeur de α est faible, et le terme (A) diminue.
- Le terme (B) représente le contraste diurne de la stabilité de la couche limite.

Si le coefficient de mélange est constant sur la journée, $B = 1$, le rapport $\delta T_{sn}/\delta T_{sj}$ est inférieur à 1, et la sensibilité de la température maximale à l'inertie thermique est supérieure à la sensibilité de la température minimale. Si le contraste diurne du

CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'INERTIE THERMIQUE.

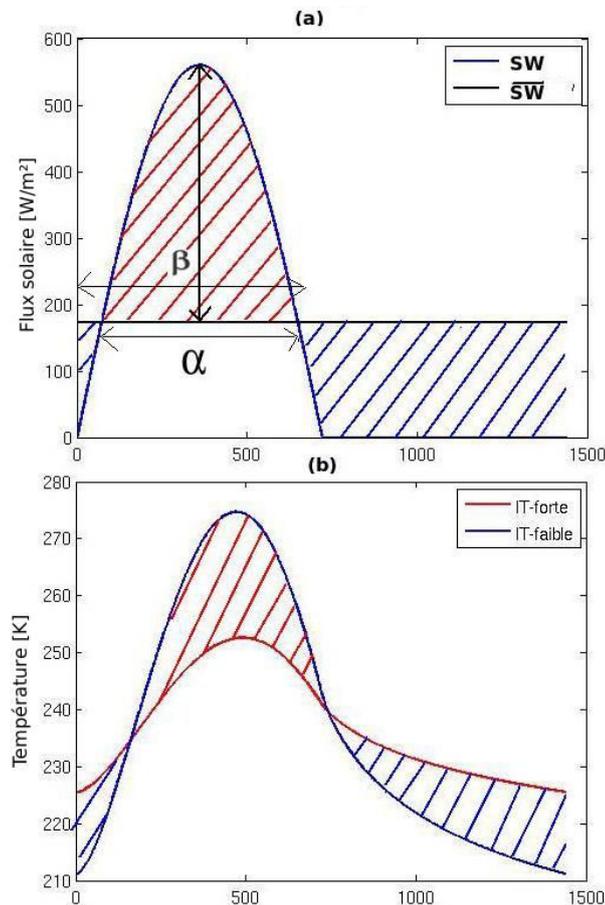


FIGURE 4.14 – (a) Représentation du cycle diurne du flux solaire S_0 (courbe bleue) et sa moyenne (courbe noire). La surface hachurée en rouge représente la différence positive entre le flux solaire et sa moyenne, et la partie hachurée bleue représente la différence négative. α représente la fraction de la journée pendant laquelle le flux dans le sol est positif. (b) Représentation des cycles diurnes de température de surface avec l'inertie thermique faible (courbe bleue) et l'inertie thermique élevée (courbe rouge). La partie hachurée en rouge représente la sensibilité positive de la température à l'inertie thermique et la surface hachurée en bleu représente la sensibilité négative de la température à l'inertie thermique. Les surfaces hachurées en bleu sont de faibles intensités, et de durées plus longues que celles des surfaces hachurées en rouge, qui sont de plus fortes intensités, mais de plus courtes durées.

*CHAPITRE 4. ORIGINE DE LA DISSYMMÉTRIE ENTRE LE JOUR ET LA
NUIT DE LA RÉPONSE DE LA TEMPÉRATURE DE SURFACE À
L'INERTIE THERMIQUE.*

coefficient d'échange est fort, le terme (B) est élevé et supérieur à 1. Le rapport $\delta T_{sn}/\delta T_{sj}$ est fort et la sensibilité de la température minimale devient supérieure à la sensibilité de la température maximale.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons confirmé le rôle prépondérant du contraste diurne de la stabilité de la couche limite sur la dissymétrie de la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique dans les régions sèches. Une variation importante du coefficient d'échange entre le jour et la nuit pilotée par une couche limite très instable le jour, et stable la nuit conduit à une forte sensibilité de la température minimale journalière par rapport à la température maximale.

Cependant, nous avons montré que la dissymétrie du forçage solaire a également un rôle sur la dissymétrie de la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique. Néanmoins, cette dissymétrie privilégie la sensibilité de la température de jour à la température de nuit. Ainsi, plus le forçage solaire est dissymétrique, plus la sensibilité du maximum journalier de température à l'inertie thermique est élevée par rapport à la sensibilité de son minimum. La moyenne journalière de la température n'est quant à elle pas impactée par la dissymétrie du forçage solaire mais uniquement par la dissymétrie de la variation du coefficient d'échange sur la journée.

Par ailleurs, nous avons également étudié le rôle de la non-linéarité du flux infrarouge par rapport à la température sur la sensibilité du cycle diurne de la température à l'inertie thermique. Cette non-linéarité n'est significative que dans le cas où l'amplitude diurne de la température est élevée mais devient négligeable dans le cas d'un modèle radiatif-convectif, où l'amplitude diurne de la température est faible, du fait des flux turbulents.

Troisième partie

Rôle de l'inertie thermique dans les régions humides

Rôle de l'inertie thermique dans les régions humides et de transition

Sommaire

| | | |
|------------|---|------------|
| 5.1 | Description des résultats | 116 |
| 5.2 | Interprétation des résultats | 122 |
| 5.2.1 | Mise en place du modèle | 122 |
| 5.2.2 | Validation du modèle | 126 |
| 5.2.3 | Discussion | 127 |
| 5.3 | Variabilité journalière | 130 |
| 5.3.1 | Variabilité journalière du flux latent et sensibilité à l'inertie thermique | 130 |
| 5.3.2 | Impact de la dépendance de l'inertie thermique à l'humidité de surface sur la température | 132 |
| 5.3.3 | Conséquence pour la détection des zones de transition | 135 |
| 5.4 | Conclusion | 136 |

Dans la partie II de cette thèse, nous avons étudié le rôle du couplage surface-atmosphère sur la représentation de la température de surface dans les régions arides et semi-arides. Nous avons mis en évidence le rôle important de l'inertie thermique sur la moyenne journalière de la température de surface, ainsi que le rôle clé joué par l'état de stabilité de la couche limite nocturne.

Ce chapitre a pour objectif de comprendre le rôle de l'inertie thermique dans les régions humides et de transition, et le rôle du couplage surface-atmosphère sur l'amplitude diurne et la moyenne journalière de la température de surface.

5.1 Description des résultats

Pour étudier l'effet de l'inertie thermique dans les régions humides, un test de sensibilité à l'inertie thermique est effectué en prescrivant cette dernière à deux valeurs extrêmes : 850 et 2400 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ dans des simulations globales libres en basse résolution utilisant la nouvelle physique du modèle d'atmosphère (LMDZ5B) couplée au modèle de surface ORC11 sur la période 1990-1999 (voir chapitre 2 pour plus de détails concernant la simulation).

Il existe différentes manières d'identifier les régions humides. Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé la valeur de la fraction évaporative (proportion du flux latent par rapport à la somme des flux turbulents à la surface) ; une valeur élevée de la fraction évaporative correspond à une région humide, et une valeur faible de la fraction évaporative correspond à une région sèche.

La figure 5.1 montre les fractions évaporatives simulées en moyenne mensuelle climatique pour les mois de juin, et de janvier.

La structure spatiale de la fraction évaporative est très proche de la structure spatiale de la sensibilité de la température de surface minimale à l'augmentation de l'inertie thermique, mais inversée : Les régions de forte sensibilité de la température de surface journalière minimale (température de nuit) à l'inertie thermique correspondent aux régions où la valeur de la fraction évaporative est faible.

La structure spatiale de la sensibilité de la température minimale à l'inertie thermique est également très proche de celle de l'amplitude diurne de la température de surface (voir figure 5.2). Ainsi, plus la fraction évaporative est élevée, plus l'amplitude diurne de la température de surface est faible, et la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique est faible aussi.

Dans la figure 5.3, nous avons représenté les sensibilités des flux turbulents (latent et sensible) ainsi que du flux de conduction de chaleur dans le sol (G) en réponse à l'augmentation de l'inertie thermique (de la valeur de 850 à 2400 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$). Le rôle de l'inertie thermique sur la somme des flux turbulents est faible (variation de 10 % environ) dans les régions de forte fraction évaporative.

Dans les régions de faible fraction évaporative, nous retrouvons bien les résultats présentés au chapitre 3, avec une forte sensibilité de la température de nuit à l'inertie

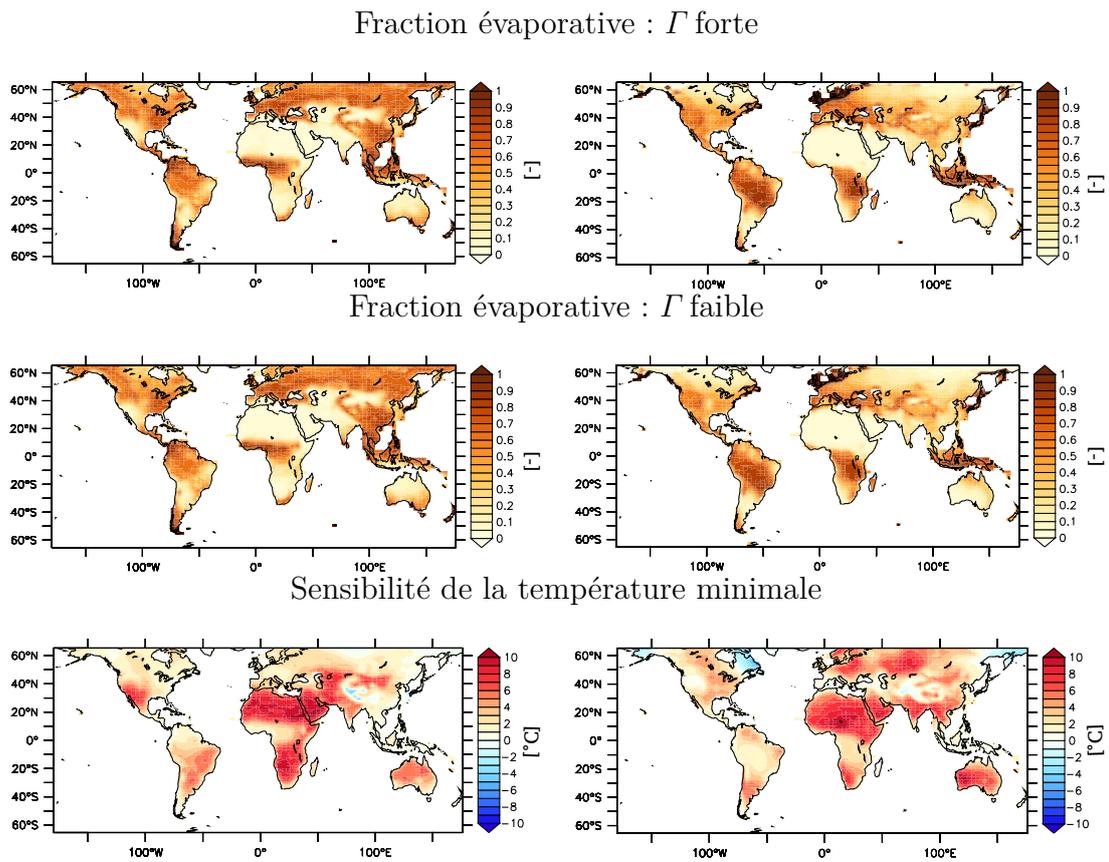


FIGURE 5.1 – Moyenne mensuelle climatiques sur le mois de juin (gauche) et de janvier (droite) de la fraction évaporative pour une inertie thermique de $2400 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$ (première ligne), et de $850 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$ (deuxième ligne), et sensibilité de la température minimale à l'inertie thermique (Troisième ligne).

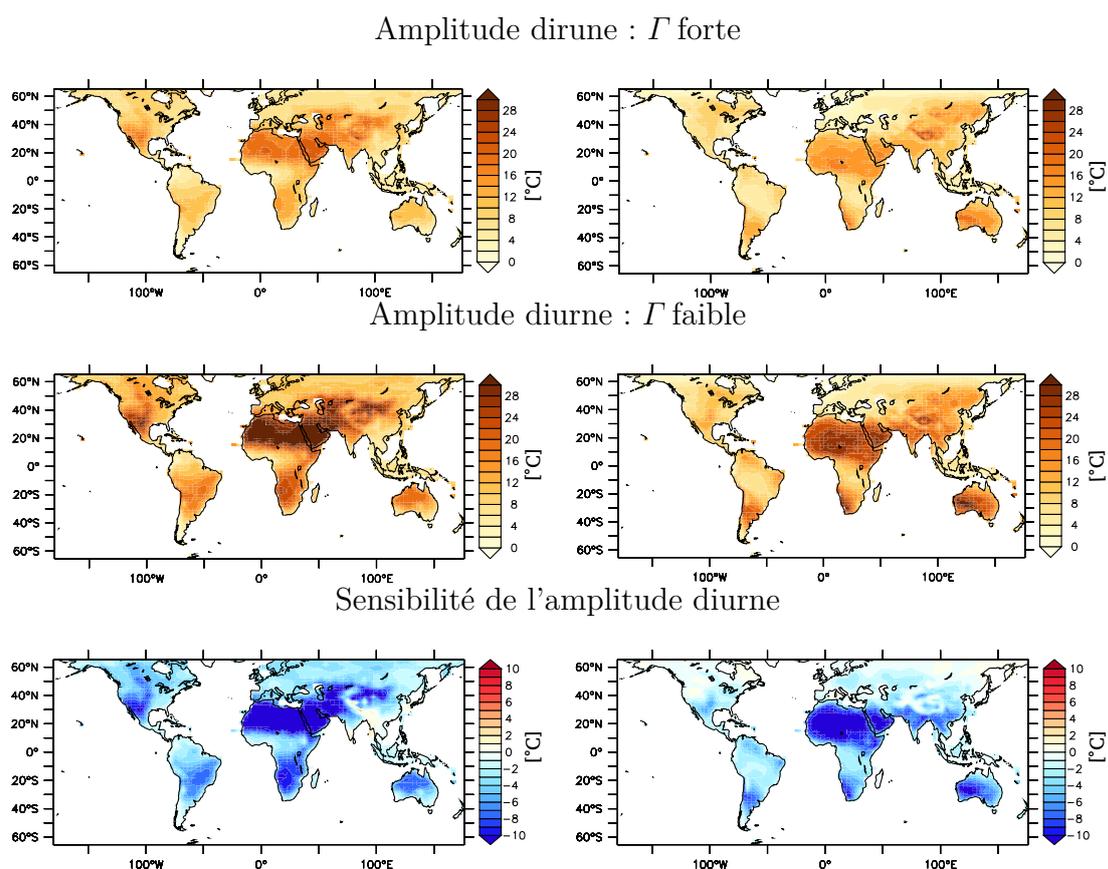


FIGURE 5.2 – Moyennes mensuelles climatiques sur le mois de juin (gauche) et de janvier (droite) de l'amplitude diurne pour une inertie thermique de $2400 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$ (première ligne), et de $850 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$ (deuxième ligne). Sensibilité de l'amplitude diurne de la température de surface à l'inertie thermique (Troisième ligne).

CHAPITRE 5. RÔLE DE L'INERTIE THERMIQUE DANS LES RÉGIONS HUMIDES ET DE TRANSITION

thermique, et une variation importante du flux sensible de jour compensée par le flux dans le sol.

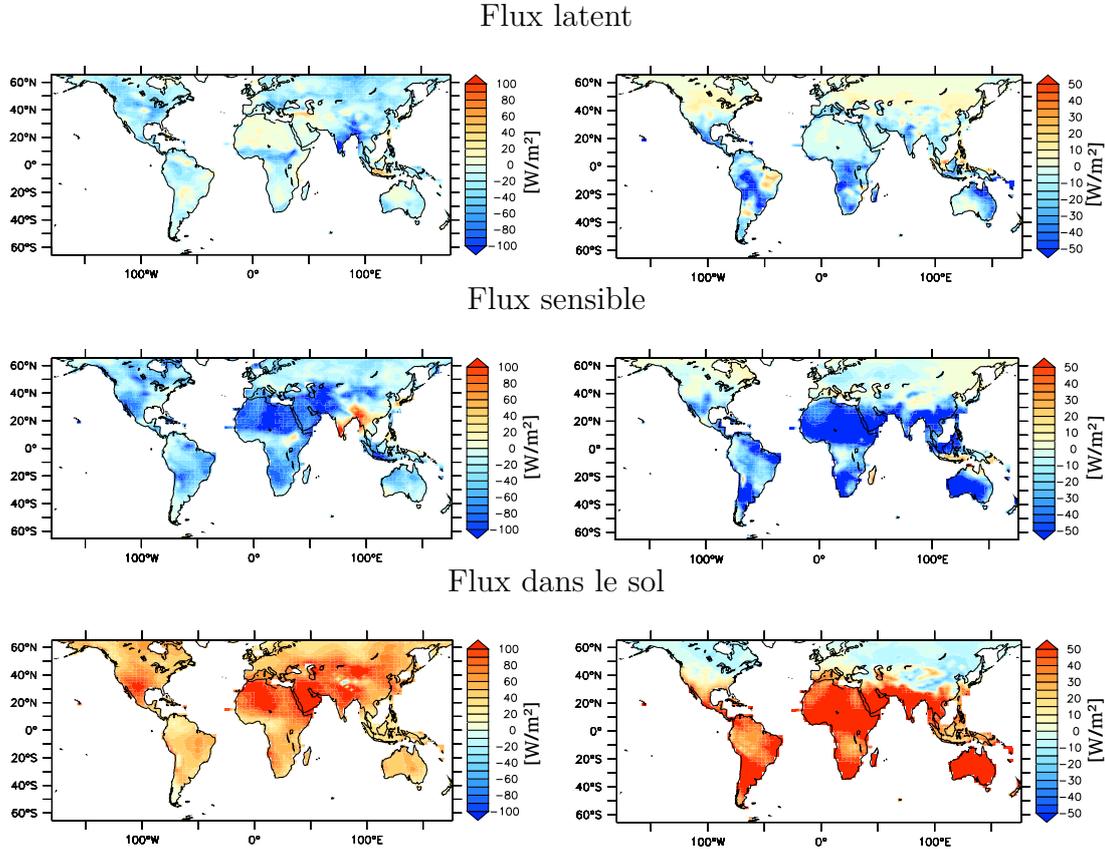


FIGURE 5.3 – Sensibilité des maximums journaliers du flux latent (première ligne), du flux sensible (seconde ligne) et du flux dans le sol (troisième ligne) à une augmentation d'inertie thermique (850 à $2400 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$), moyennées sur le mois de juin (gauche), et le mois de janvier (droite) sur la période 1990-1999.

Dans les régions de forte fraction évaporative, lorsqu'on augmente l'inertie thermique, le maximum journalier des flux turbulents (flux latent et sensible) diminue légèrement, et le maximum journalier du flux de conduction thermique dans le sol augmente du même ordre.

Globalement, la fraction évaporative est peu impactée par l'augmentation de l'inertie thermique (sensibilité inférieure à ∓ 0.1) (figure 5.4,(a)). Seule l'Inde en période de mousson présente une sensibilité de la fraction évaporative plus forte (atteint une valeur de 0.2 pour l'augmentation de la valeur de l'inertie thermique). Cette augmentation est accompagnée d'une réduction d'environ $60 Wm^{-2}$ du flux solaire net à la surface (voir la figure 5.4), d'une diminution de la pluie de $4 mmj^{-1}$ environ (figure 5.4,(b)) et enfin, d'une diminution du flux latent d'environ $80 Wm^{-2}$ (figure 5.3). Le flux sensible augmente quant à lui d'environ $60 Wm^{-2}$ (figure 5.3). On note également une augmentation de la couverture nuageuse d'environ 30% .

Les mécanismes contrôlant la mousson Indienne étant complexes, et pilotés en partie par le contraste de température entre continent et océan, il est difficile d'émettre une conclusion claire et généralisable concernant l'impact de l'inertie thermique sur les flux dans cette région, et nous n'approfondirons pas cette question ici.

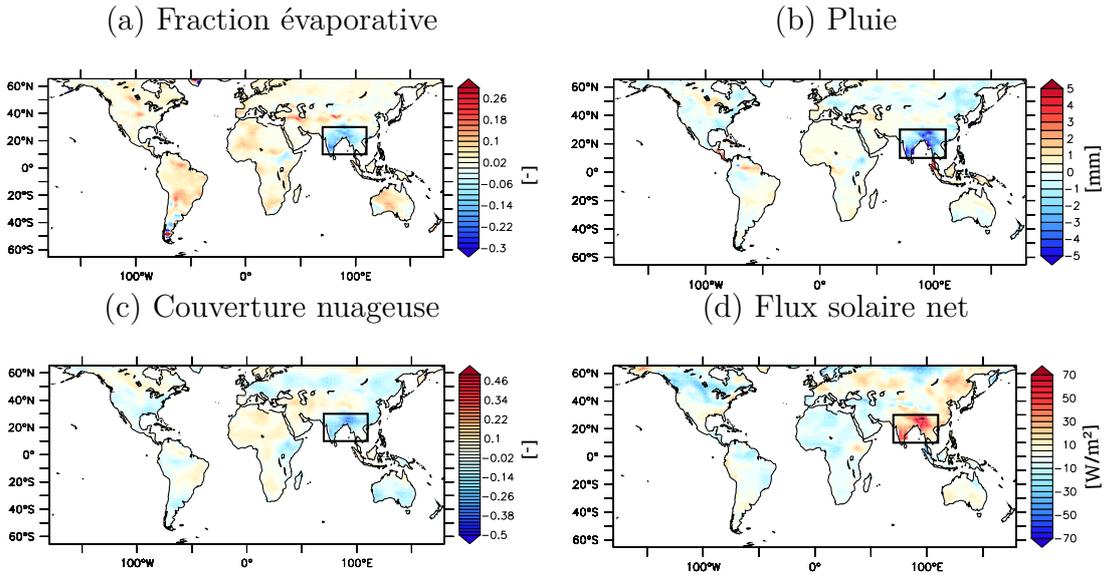


FIGURE 5.4 – Sensibilité des moyennes climatiques du mois de juin de la fraction évaporative (a), de la pluie (b), de la couverture nuageuse (c) et du flux solaire net à la surface (d) pour une augmentation d'inertie thermique de 850 et 2400 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$.

Dans les régions humides, la contribution du flux de conduction thermique dans le sol au bilan d'énergie à la surface est faible par rapport à la contribution du flux latent.

Comme la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique est directement liée à la sensibilité du flux dans le sol (voir le chapitre 3), les régions où ce dernier ne contribue que très peu au bilan d'énergie à la surface sont des régions qui présentent de faibles sensibilités de la température de surface à l'inertie thermique (figure 5.5).

Si on reprend le modèle du chapitre 3, (équation 3.8) :

$$\frac{\delta T_{sn}}{\delta T_{sj}} = - \frac{\alpha}{(1 - \alpha)} \frac{(H'_j + LE'_j + LW'_{upj} - R'_{netj})}{(H'_n + LE'_n + LW'_{upn} - R'_{netn})}$$

on voit que plus la sensibilité des flux turbulents à la température ($H'_j + LE'_j$) est élevée le jour par rapport à celle de la nuit, plus le rapport $\delta T_{sn}/\delta T_{sj}$ est élevé en valeur absolue. Ainsi, dans les régions humides, où le flux latent s'ajoute au flux sensible dans les termes du bilan d'énergie, la dissymétrie entre le jour et la nuit de la réponse de la température de surface à l'inertie thermique devrait augmenter,

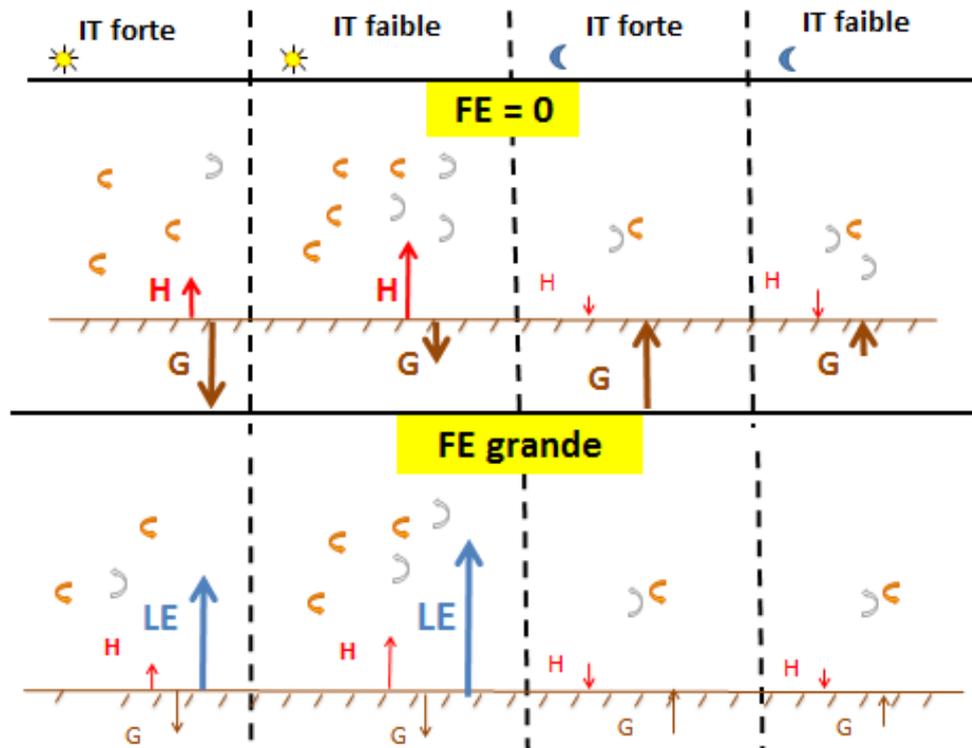


FIGURE 5.5 – Représentation du rôle du flux latent sur la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique dans le cas d'une fraction évaporative nulle (haut) et d'une fraction évaporative élevée (bas). Lorsque la fraction évaporative est nulle, le flux latent est nul, et la contribution du flux dans le sol au bilan d'énergie est élevée. Par conséquent, la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique est élevée. Dans le cas d'une fraction évaporative élevée, la contribution du flux dans le sol au bilan d'énergie à la surface est faible, réduisant ainsi la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique.

accentuant la sensibilité de la température de nuit. Ceci semble être en contradiction avec les résultats présentés dans la figure 5.1, qui montrent que lorsque la valeur du flux latent est élevée, la sensibilité de la température de nuit est très faible. La raison de cela est que l'équation 3.8 nous renseigne uniquement sur le rapport entre la sensibilité de la température de nuit (δT_{sn}) et celle de jour (δT_{sj}), mais pas sur les valeurs des sensibilités elles mêmes. Lorsque la sensibilité de la température de jour à l'inertie est très faible, la valeur de la sensibilité de la température de nuit (δT_{sn}) restera très faible même si la valeur de la fraction $\delta T_{sn}/\delta T_{sj}$ est élevée. Le modèle explicatif présenté au chapitre 3 n'est donc pas adapté à l'étude de la sensibilité de la température de surface dans les régions humides.

5.2 Interprétation des résultats

Afin de mieux comprendre et de quantifier le rôle de l'inertie thermique ainsi que celui de la couche limite sur la représentation de la température de surface dans les régions humides, nous allons développer un modèle basé sur le bilan d'énergie à la surface, et sur l'hypothèse d'équilibre énoncée dans le chapitre 3 (équation 3.2). Tout comme le modèle présenté au chapitre 3, ce modèle considère non pas des valeurs instantanées, mais des valeurs moyennes sur la période où le flux de conduction thermique dans le sol est soit positif (le jour), soit négatif (la nuit).

5.2.1 Mise en place du modèle

Le rayonnement net à la surface R_{net} (somme des rayonnements solaire et infra-rouge nets) est équilibré par la somme des flux turbulents (sensible et latent) F , et le flux de conduction thermique dans le sol G .

Nous conservons ici la même convention de signe que le chapitre 3 : Les flux radiatifs sont positifs lorsqu'ils réchauffent la surface, et les flux sensible, latent et dans le sol sont positifs lorsqu'ils la refroidissent.

On appelle ici l'amplitude diurne ΔX d'une variable X la différence $X_j - X_n$ de ses valeurs moyennes de jour et de nuit (figure 5.6).

La demi-amplitude de jour (ΔX_j) fait référence ici à l'écart de la valeur de jour à la moyenne ($X_j - \bar{X}$), et la demi-amplitude de nuit (ΔX_n) à l'écart de la moyenne à la température de nuit ($\bar{X} - X_n$).

L'amplitude diurne correspond donc à la somme des demi-amplitudes ($\Delta X = \Delta X_j + \Delta X_n$) (figure 5.6).

Dans ce modèle, on fait l'approximation que les flux turbulents de jour (F_j) et de nuit (F_n) varient linéairement avec la température de jour (T_j) et de nuit (T_n) respectivement, suivant les pentes F'_j et F'_n (voir schéma 5.7). On peut ainsi exprimer les demi-amplitudes des flux en fonction des pentes, et des demi-amplitudes de

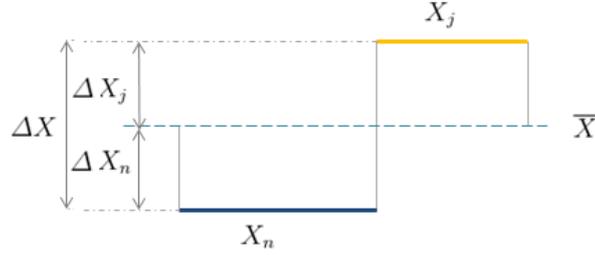


FIGURE 5.6 – Représentation d'un cycle diurne type pris en compte par le modèle simplifié. X_j et X_n représentent les valeurs moyennes de jour et de nuit calculées à partir de la fraction journalière α . ΔX représente l'amplitude diurne journalière, et ΔX_j et ΔX_n les deux demi-amplitudes de jour et de nuit respectivement. \bar{X} représente la moyenne journalière de la variable X .

températures comme suit :

$$\begin{cases} \Delta F_j = F'_j \times \Delta T_{sj} \\ \Delta F_n = F'_n \times \Delta T_{sn} \end{cases} \quad (5.1)$$

La température de jour et de nuit s'écrivent en fonction de la moyenne comme suit :

$$\begin{cases} T_{sj} = \bar{T}_s + \Delta T_{sj} \\ T_{sn} = \bar{T}_s - \Delta T_{sn} \end{cases} \quad (5.2)$$

En remplaçant la moyenne de température \bar{T}_s par son expression : $\bar{T} = \alpha T_{sj} + (1 - \alpha) T_{sn}$ dans les deux équations précédentes, on peut exprimer les demi-amplitudes de la température de jour et de nuit en fonction de la durée du jour α et de l'amplitude diurne de la température de surface ΔT_s :

$$\begin{cases} \Delta T_{sj} = (1 - \alpha) \Delta T_s \\ \Delta T_{sn} = \alpha \Delta T_s \end{cases} \quad (5.3)$$

Les bilans d'énergie à la surface durant le jour et la nuit s'écrivent sous la forme :

$$\begin{cases} R_{netj} = F_j + G_j \\ R_{netn} = F_n + G_n \end{cases} \quad (5.4)$$

L'amplitude diurne du flux radiatif net ΔR_{net} résulte de la différence entre le jour et la nuit des équations 5.4. Elle s'écrit :

$$\Delta R_{net} = \Delta F + \Delta G \quad (5.5)$$

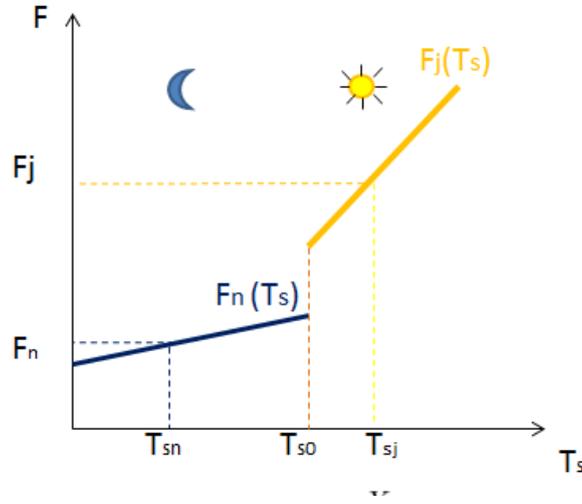


FIGURE 5.7 – Représentation des variables clés du modèle simplifié : La fonction tracée en jaune F_j représente la variation des flux turbulents (latent et sensible) de jour avec la température de surface de jour (T_{sj}) suivant la pente F'_j . De même pour la fonction en bleu, mais pour la nuit. Plus les températures T_{sn} et T_{sj} se rapprochent, plus l'inertie thermique est élevée et l'amplitude diurne est faible. La température T_{so} représente la température moyenne de surface pour une inertie thermique infinie : Dans ce cas, $T_{sj} = T_{sn} = T_{so}$, et l'amplitude diurne de la température est nulle.

En sommant les équations 5.1, et en utilisant les équations 5.3, l'amplitude diurne des flux turbulents s'écrit :

$$\Delta F = [(1 - \alpha)F'_j + \alpha F'_n] \Delta T_s \quad (5.6)$$

Pour un cycle diurne complet, l'amplitude diurne du flux dans le sol s'écrit en fonction de l'inertie thermique Γ et de l'amplitude diurne de la température en utilisant l'équation 3.1 :

$$\Delta G = \Gamma \sqrt{\frac{2\pi}{\tau}} \Delta T_s \quad (5.7)$$

En remplaçant les équations 5.6 et 5.7 dans l'équation 5.5, on obtient :

$$\Delta T_s = \frac{\Delta R_{net}}{\Gamma \sqrt{\frac{2\pi}{\tau}} + [(1 - \alpha)F'_j + \alpha F'_n]} \quad (5.8)$$

Cette équation nous permet d'obtenir l'expression de la sensibilité de l'amplitude

diurne de la température à l'inertie thermique :

$$\frac{\partial \Delta T_s}{\partial I} = - \frac{\sqrt{\frac{2\pi}{\tau}} \Delta R_{net}}{\left(\Gamma \sqrt{\frac{2\pi}{\tau}} + \left[(1 - \alpha) F'_j + \alpha F'_n \right] \right)^2} \quad (5.9)$$

En l'absence de dépendance des flux turbulents à la température de surface, $(1 - \alpha) F'_j + \alpha F'_n = 0$, $\Delta T_s = \Delta T_{so}$ et l'équation 5.8 devient :

$$\Delta T_{so} = \frac{1}{\Gamma \sqrt{\frac{2\pi}{\tau}}} \times \Delta R_{net} \quad (5.10)$$

Comme les flux turbulents de jour F_j et de nuit F_n varient linéairement en fonction de la température suivant les pentes F'_j et F'_n respectivement (figure 5.7), si on considère que les flux de jour et de nuit ont respectivement une valeur de F_{oj} et F_{on} pour une température de surface T_{so} , alors, les flux peuvent s'écrire :

$$\begin{cases} F_j = F_{j0} + F'_j(T_{sj} - T_{so}) \\ F_n = F_{n0} + F'_n(T_{sn} - T_{so}) \end{cases} \quad (5.11)$$

A l'équilibre, la moyenne du flux dans le sol sur la journée est nulle :

$$\alpha G_j + (1 - \alpha) G_n = 0 \quad (5.12)$$

En combinant les équations 5.12 et 5.4, et en remplaçant F_j et F_n par les équations 5.11, nous avons :

$$\alpha R_{netj} + (1 - \alpha) R_{netn} = \alpha F_{jo} + (1 - \alpha) F_{no} + \alpha F'_j(T_{sj} - T_{so}) + (1 - \alpha) F'_n(T_{sn} - T_{so}) \quad (5.13)$$

Si on considère une inertie thermique infinie, alors l'amplitude diurne de la température de surface est nulle, et la température de jour est égale à la température de nuit et est égale à la moyenne T_{so} ($T_{sj} = T_{sn} = T_{so}$). L'équation 5.13 devient alors :

$$\alpha R_{netj} + (1 - \alpha) R_{netn} = \alpha F_{jo} + (1 - \alpha) F_{no} \quad (5.14)$$

D'où :

$$\alpha F'_j(T_{sj} - T_{so}) + (1 - \alpha) F'_n(T_{sn} - T_{so}) = 0 \quad (5.15)$$

La température T_{so} s'écrit sous la forme :

$$T_{so} = \frac{\alpha F'_j T_{sj} + (1 - \alpha) F'_n T_{sn}}{(\alpha F'_j + (1 - \alpha) F'_n)} \quad (5.16)$$

En posant $\alpha F'_j + (1-\alpha)F'_n = \overline{F'}$ et en remplaçant les équations 5.2 dans l'équation 5.16, on obtient :

$$T_{so} - \overline{T}_s = \alpha(1 - \alpha) \frac{F'_j - F'_n}{\overline{F'}} \Delta T_s \quad (5.17)$$

En remplaçant l'amplitude diurne par son expression (équation 5.8), et en dérivant par rapport à l'inertie thermique, la sensibilité de la température moyenne à l'inertie thermique s'écrit alors :

$$\frac{\partial \overline{T}_s}{\partial \Gamma} = \alpha(1 - \alpha) \frac{F'_j - F'_n}{\overline{F'}} \frac{\sqrt{\frac{2\pi}{\tau}} \Delta R_{net}}{\left(\Gamma \sqrt{\frac{2\pi}{\tau}} + [(1 - \alpha)F'_j + \alpha F'_n]\right)^2} \quad (5.18)$$

5.2.2 Validation du modèle

Afin de tester la validité de ce *modèle simplifié*, les équations 5.8 et 5.17 sont utilisées pour calculer l'amplitude diurne de la température de surface, et sa moyenne journalière sur un cycle diurne moyen climatique du mois de juin. La valeur de T_{so} est déduite de l'équation 5.16.

α est la fraction de jour durant laquelle le flux dans le sol est positif. Elle est calculée par l'équation 3.3. Les valeurs de la variation des flux en fonction de la température F' (voir figure 5.8) sont déterminées par une régression linéaire entre la somme des flux turbulents latent et sensible et la température de surface. Cependant, en raison du déphasage entre le flux dans le sol et la température, les valeurs F'_j et F'_n sont calculées sur les périodes d'anomalie positive et négative de la température, et non pas du flux de conduction thermique dans le sol.

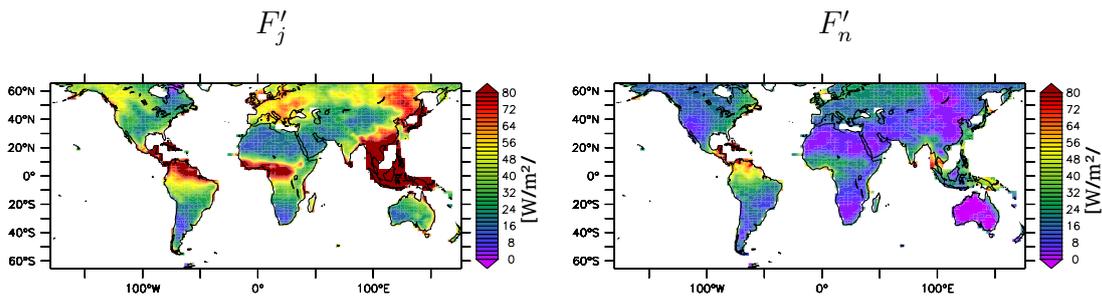


FIGURE 5.8 – Valeurs des variations des flux turbulents avec la température de surface de jour F'_j et de nuit F'_n .

Ce *modèle simplifié* est comparé à des sorties de simulation issue du *modèle complet LMDZB-OR*, décrites dans l'étude de Wang et al. [2015], tenant compte d'une discrétisation verticale identique pour l'hydrologie et la conduction thermique dans le sol. La simulation est une simulation climatique globale standard guidée en vent (voir chapitre 2). L'inertie thermique est ici considérée indépendante de

l'humidité ainsi que du type de sol, mais est fixée cette fois non plus à une valeur extrême, mais à une valeur intermédiaire entre les régions sèches et les régions humides : $1684 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$.

Le modèle simplifié parvient très bien à reproduire les structures spatiales de l'amplitude diurne de la température (figure 5.9,(a)), ainsi que celle de la moyenne journalière de la température (figure 5.9,(b)) simulées par le modèle complet LMDZ-OR, avec des différences généralement inférieures à 2K mais pouvant atteindre 5K par endroits (figure 5.9,(f)).

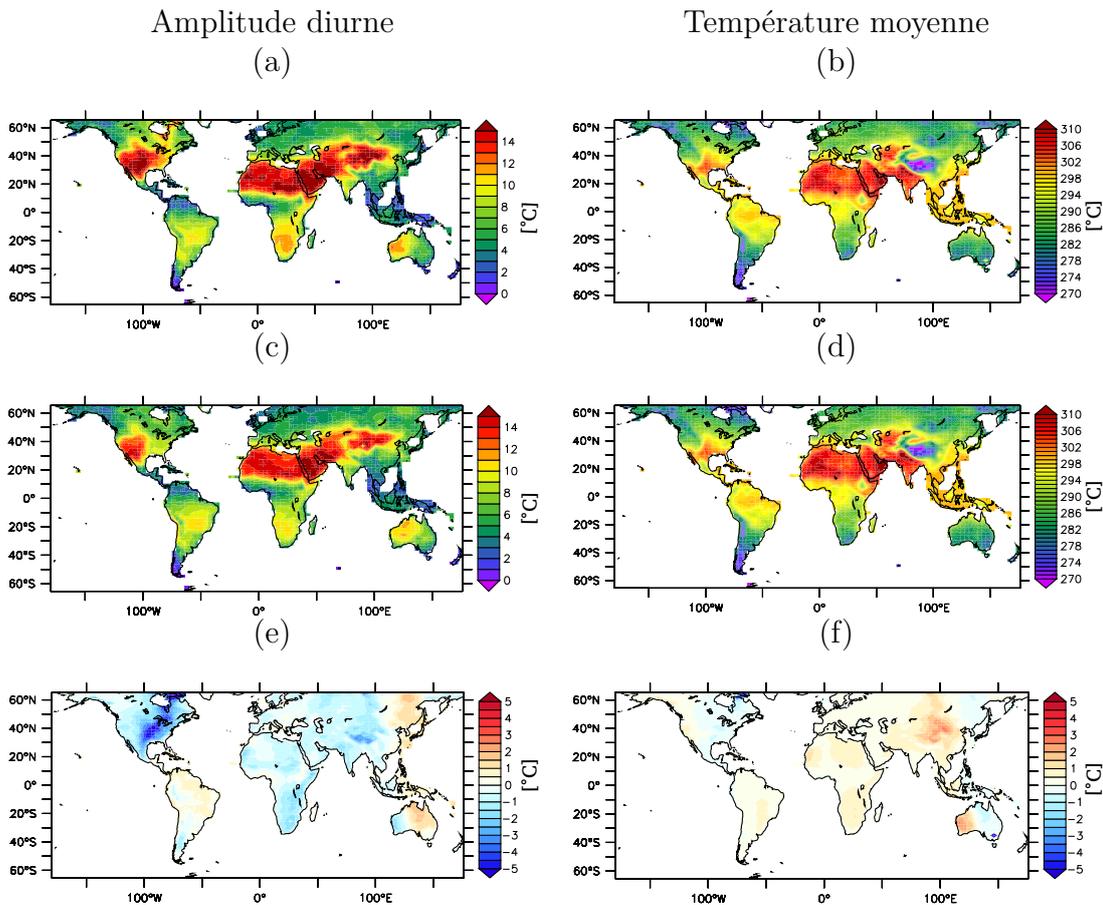


FIGURE 5.9 – Valeurs climatiques sur le mois de juin pour une inertie thermique fixée à $1684 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$ de l'amplitude diurne de la température de surface (a) et de sa moyenne (b) déduite directement du modèle complet (première ligne) et calculée avec les équations 5.8 (c) et 5.17 (d) du modèle simplifiée (deuxième ligne). Différence entre le modèle simplifié, et le modèle complet de l'amplitude diurne (e) et de la moyenne (f).

5.2.3 Discussion

Afin de mieux comprendre et de quantifier les rôles respectifs de l'inertie thermique et celui de la couche limite sur la représentation de la température de surface

dans les régions humides, les équations 5.8 et 5.17 sont discutées.

L'équation 5.8 montre que l'amplitude diurne de la température de surface est inversement proportionnelle à l'inertie thermique Γ , et à la somme pondérée par la durée de la nuit et du jour de la sensibilité des flux turbulents à la température de surface de jour (F'_j) et de nuit (F'_n).

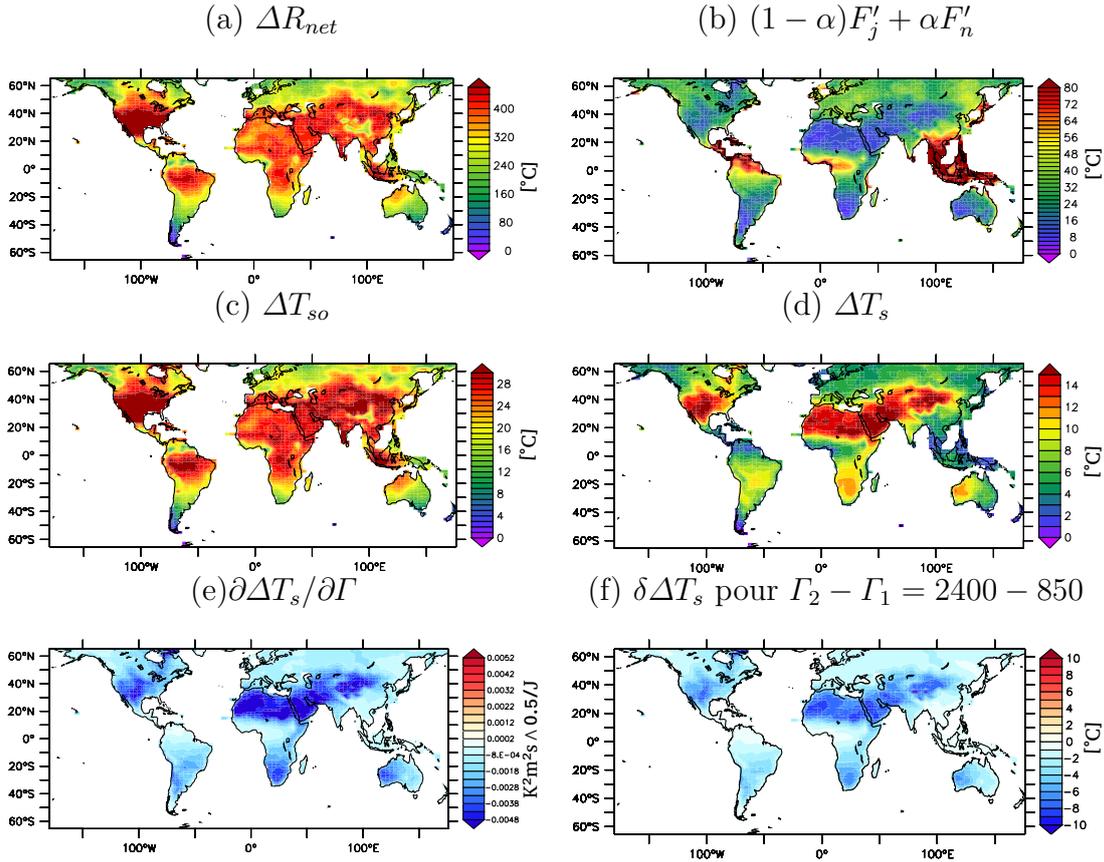


FIGURE 5.10 – Valeurs climatiques sur le mois de juin de (a) l'amplitude diurne du rayonnement net à la surface (ΔR_{net}) du modèle complet LMDZ-OR, de (b) la somme des variations des flux turbulents avec la température de surface $(1 - \alpha)F'_j + \alpha F'_n$, (c) de la température de surface en l'absence de dépendance des flux turbulents à la température (ΔT_{so}) (équation 5.10), et de (d) l'amplitude diurne de la température de surface (ΔT_s) calculée par le modèle simplifié 5.8. (e) Sensibilité de l'amplitude diurne de la température à l'inertie thermique. (f) Variation de l'amplitude diurne de la température pour une variation d'inertie thermique de $\Gamma_2 - \Gamma_1 = 2400 - 850 \text{ J.m}^{-2}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-0.5}$.

En l'absence de dépendance des flux turbulents à la température de surface, $(1 - \alpha)F'_j + \alpha F'_n = 0$, et $\Delta T_s = \Delta T_{so}$ (équation 5.10). L'amplitude diurne de la température a donc une des valeurs très élevées, et une structure spatiale qui correspond à celle du rayonnement net (figure 5.10,(c)).

La mise en place de la dépendance des flux turbulents à la température de surface conduit à la diminution des valeurs de l'amplitude diurne de la température de

surface sur tout le globe (figure 5.10,(d)). Elle conduit aussi à une forte modification de sa structure spatiale, du fait de la structure spatiale des flux turbulents.

En effet, dans les régions humides, la dépendance des flux à la température de surface est importante, et la diminution de l'amplitude diurne de la température de surface est beaucoup plus élevée que dans les régions sèches, où la contribution du flux latent au bilan d'énergie à la surface est très faible voir nulle.

Par ailleurs, pour une augmentation de la valeur de l'inertie thermique de 850 à 2400 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ (figure 5.10,(f)), on retrouve avec notre modèle simplifié la même structure spatiale de sensibilité de l'amplitude diurne de la température de surface que celle de notre modèle complet LMDZ-OR représentée dans la figure 5.2.

L'équation 5.9 montre que la sensibilité de l'amplitude diurne de la température de surface à l'inertie thermique est négative et dépend de la valeur de l'inertie thermique : Plus cette inertie thermique est élevée, moins la variation de l'amplitude diurne de la température avec l'inertie thermique est forte. La sensibilité de l'amplitude diurne à l'inertie thermique est aussi fortement atténuée par la sensibilité des flux turbulents à la température de surface. Comme cette dernière est au premier ordre proportionnelle aux flux, plus la contribution des flux turbulents au bilan d'énergie est importante, plus la sensibilité de l'amplitude diurne de la température de surface à l'inertie thermique est faible (figure 5.10,(e)). Dans les régions humides, l'effet de l'inertie thermique sur l'amplitude diurne de la température de surface devient négligeable devant l'effet des flux turbulents. L'amplitude diurne de la température est alors contrôlée par les flux turbulents.

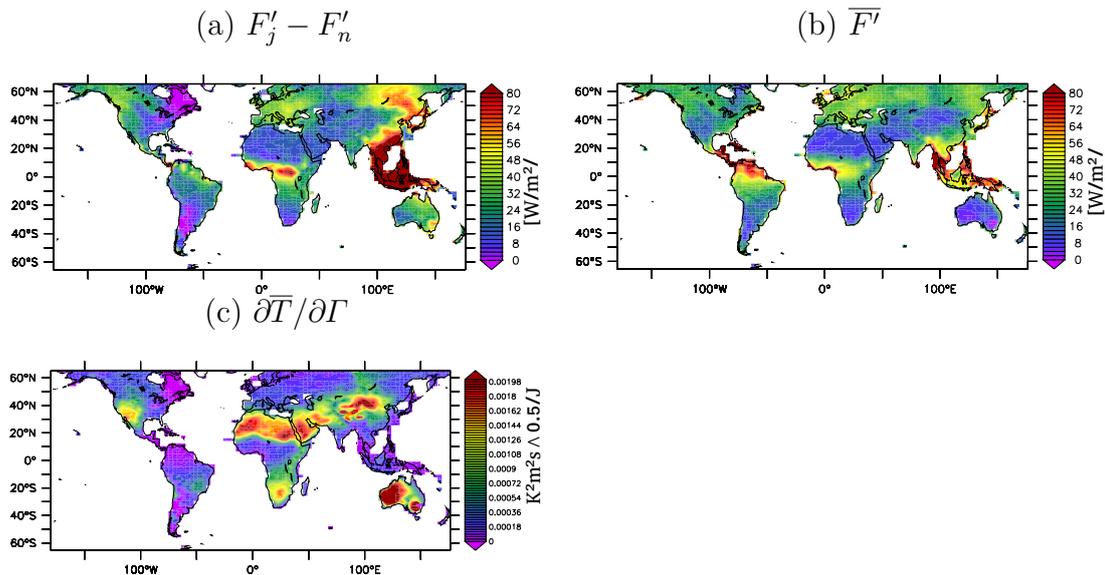


FIGURE 5.11 – Valeurs climatiques sur le mois de juin de (a) la différence de sensibilité des flux turbulents à la température de surface entre le jour et la nuit, et (b) de leur moyenne. (c) Sensibilité de la moyenne de température à l'inertie thermique (voir équation 5.18 pour une inertie thermique fixée à 1684 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$)

Par ailleurs, dans les zones humides, la variation F'_n est négligeable devant F'_j . Nous aurons donc $\overline{F'} \approx \alpha F'_j$ et $(1 - \alpha)F'_j + \alpha F'_n \approx (1 - \alpha)F'_j$. Comme la valeur $\Gamma\sqrt{2\pi/\tau}$ est négligeable devant $(1 - \alpha)F'_j$, on peut alors déduire de l'équation 5.18 que la sensibilité de la température de surface moyenne à l'inertie thermique est inversement proportionnelle à F'_j et s'écrit :

$$\frac{\partial \overline{T_s}}{\partial \Gamma} \approx \frac{1}{(1 - \alpha)} \sqrt{\frac{2\pi}{\tau}} \Delta R_{net} \frac{1}{F'_j} \quad (5.19)$$

Selon cette équation, lorsque la variation des flux turbulents avec la température de surface de jour F'_j est très élevée, la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique tend vers zéro.

En résumé, dans les régions humides, en moyenne climatique, la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique est très faible du fait de la forte contribution du flux latent au bilan d'énergie à la surface. Pour un forçage radiatif donné, l'amplitude diurne ainsi que la moyenne journalière de la température y sont pilotées par le flux latent, et ont des valeurs très faibles.

5.3 Variabilité journalière

Cette section a pour objectif de comprendre l'impact de l'inertie thermique sur la variabilité journalière de la température de surface. En effet, dans un contexte d'étude de processus à une échelle temporelle plus fine, l'étude d'impacts sur la variabilité temporelle plutôt que la moyenne peut s'avérer importante dans l'étude de climat.

5.3.1 Variabilité journalière du flux latent et sensibilité à l'inertie thermique

Jusque là, nous avons montré que la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique est élevée dans les régions sèches du fait de la forte contribution du flux de conduction thermique dans le sol au bilan d'énergie à la surface (voir chapitre 3). Au contraire, cette sensibilité est très faible dans les régions humides, où la forte valeur du flux latent réduit la quantité d'énergie stockée dans le sol, et donc la contribution du flux dans le sol au bilan d'énergie à la surface.

La figure 5.12 montre que dans les régions humides, la valeur moyenne du flux latent est élevée, mais sa variation journalière l'est également. Si les jours où le flux latent est élevé ont une faible sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique (par analogie aux régions humides), et les jours où le flux latent est faible ont une forte sensibilité de la température à l'inertie thermique (par analogie aux régions sèches), alors cette variabilité journalière du flux latent peut conduire à une

forte variabilité journalière de la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique.

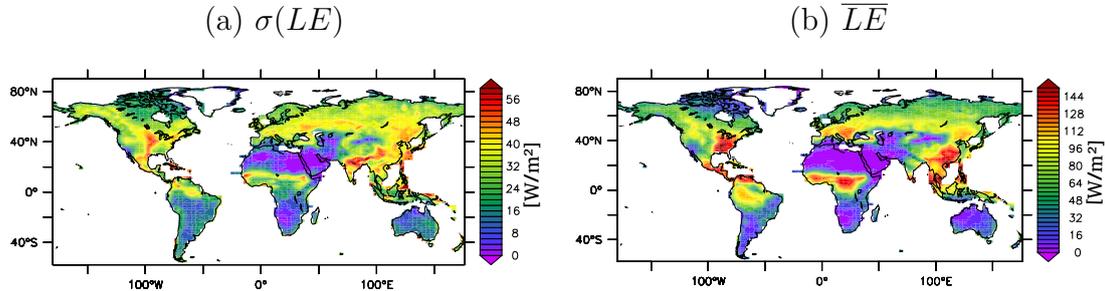


FIGURE 5.12 – Valeurs moyennes journalières de (a) l'écart-type et de (b) la moyenne journalière du flux latent calculé sur la période entre 1990 et 1995 durant la saison d'été boréal (JJA).

Afin de vérifier cela, nous avons calculé la corrélation entre les variations journalières du flux latent, et les variations journalières de la sensibilité de la température minimale à une augmentation de l'inertie thermique d'une valeur de $850 \text{ J.m}^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ à une valeur de $2400 \text{ J.m}^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$. Alors que la corrélation ne peut démontrer de lien de causalité entre deux variables, elle peut cependant renseigner sur l'existence éventuelle d'une telle causalité. Un test de significativité du coefficient de corrélation avec un intervalle de confiance de 5% a été effectué (figure 5.13).

Nous avons choisi la sensibilité de la température minimale comme variable. En effet, comme nous l'avons montré précédemment, la sensibilité de la température à l'inertie thermique est liée à la sensibilité de son minimum journalier.

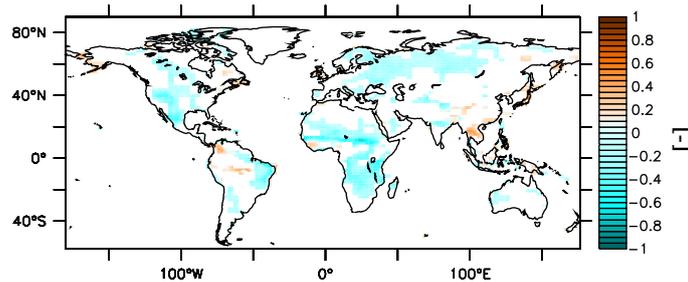


FIGURE 5.13 – Corrélation temporelle entre les valeurs journalières du flux latent issu de la simulation avec une inertie thermique fixée à $850 \text{ J.m}^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$, et les valeurs journalières de la sensibilité de la température de nuit à l'augmentation de l'inertie thermique de la valeur de 850 à $2400 \text{ J.m}^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$.

Dans la majorité des régions où la variabilité journalière du flux latent est importante (figure 5.12,(a)), le coefficient de corrélation entre la variation journalière du flux latent, et celle de la sensibilité de la température de surface minimale à l'inertie thermique est négatif et significatif. Ainsi, lorsque le flux latent augmente

d'un jour à l'autre, la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique diminue, et vice-versa. Au contraire, dans les régions sèches, la dépendance de la température de surface à l'inertie thermique est importante, mais le coefficient de corrélation est faible. Ceci est dû au fait que la variabilité du flux latent y est nulle parce qu'il ne contribue pas, ou très peu au bilan d'énergie à la surface (figure 5.12).

Il n'est néanmoins pas évident de dégager un caractère commun entre ces régions, si ce n'est qu'elles comprennent les régions de transition, régions intermédiaires entre les régions humides, et les régions sèches décrites dans le chapitre 1 de cette thèse, et représentées dans la figure 1.7.

Il découle de ce test que bien que dans les régions humides, en moyenne saisonnière, l'inertie thermique a un rôle très faible sur la la température de surface, dans les zones de transition, la variabilité journalière du flux latent conduit à une variabilité journalière de la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique. Durant les jours de flux latent élevé, la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique est faible, alors que durant les jours de faible valeur de flux latent, la sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique est élevée.

5.3.2 Impact de la dépendance de l'inertie thermique à l'humidité de surface sur la température

Jusqu'à présent, nous avons considéré la sensibilité de la température de surface à une augmentation de la valeur de l'inertie thermique en considérant des valeurs d'inertie thermique constantes dans l'espace et dans le temps. Cependant, l'inertie thermique variant en fonction de l'humidité de surface, la variation de cette dernière entraîne non seulement une variation du flux latent, mais également une variation de l'inertie thermique.

Il est communément admis que dans les régions de transition, où la variabilité de l'humidité de surface est élevée, la variabilité de la température de surface est avant tout expliquée par la variabilité de l'évaporation [Seneviratne et al., 2010].

Dans la figure 5.14, nous avons illustré les impacts possibles d'une diminution de l'humidité de surface sur l'augmentation de la température de surface à travers deux mécanismes : 1- l'augmentation de l'évapotranspiration, et 2- la diminution de l'inertie thermique. Les flèches rouges indiquent que les deux variables varient dans le même sens, alors que les flèches bleues indiquent que les variables varient en sens opposé. Il est à noter que le lien possible avec les processus radiatifs (nuages et vapeur d'eau) ne sont pas inclus.

- La relation (A) représente le lien entre l'humidité du sol, et l'évaporation. Elle indique dans ce cas que la diminution de l'humidité du sol contribue à la diminution de l'évaporation. Ce lien est susceptible d'être particulièrement fort dans les régions de transition.
- La relation (B) représente le lien entre l'évapotranspiration et la température

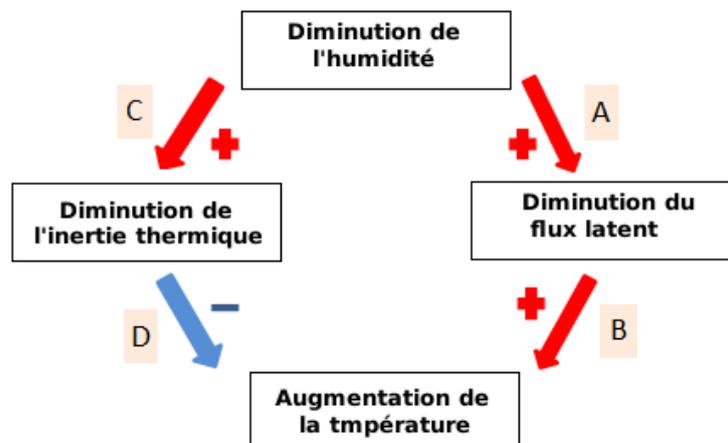


FIGURE 5.14 – Processus contribuant au contrôle de la température par l’humidité. Les flèches positives (rouge) indiquent des processus qui conduisent à une amplification alors que la flèche bleue correspond à une atténuation. Les liens potentiels avec les flux radiatifs (nuages...) ne sont pas inclus. (A), (B), (C) et (D) font référence aux différentes interactions entre processus (Se référer au texte pour plus de détails).

de surface : Une diminution d’évaporation conduit à une augmentation de la température, puisque qu’il y aura dans ce cas davantage d’énergie disponible à la surface pour la réchauffer durant le jour.

- La relation (C) représente le lien entre l’inertie thermique, et l’humidité de surface. Elle indique la diminution de l’inertie thermique suite à une diminution de l’humidité de surface.
- La relation (D) représente l’impact potentiel de la diminution de l’inertie thermique sur l’augmentation de la température. Une diminution de l’inertie thermique amplifie le refroidissement nocturne de la surface, et impacte de ce fait la moyenne de la température.

Le processus représenté par la relation (D) est donc susceptible d’atténuer l’effet de l’évaporation sur l’augmentation de la température moyenne.

Afin de vérifier cela, la dépendance de l’inertie thermique à l’humidité doit être prise en compte. Pour ce faire, nous avons utilisé une simulation globale LMDZ5B-ORC11 dans laquelle une nouvelle paramétrisation pour le calcul des propriétés thermiques du sol, dépendant aussi bien de la texture du sol que de son humidité a été introduite. Le modèle et les simulations sont décrits dans l’étude de Wang et al. [2015]. Du fait de cette dépendance, la structure spatiale des variations journalières de l’inertie thermique et de celle de l’humidité de surface sont très proches. Il en est de même pour la structure spatiale des variations de l’évaporation, qui dépend elle aussi de l’humidité du sol (figure 5.15).

Afin de confirmer le rôle potentiel d’atténuation que joue la variation de l’humidité de surface sur la variation de la température par le biais de l’inertie thermique,

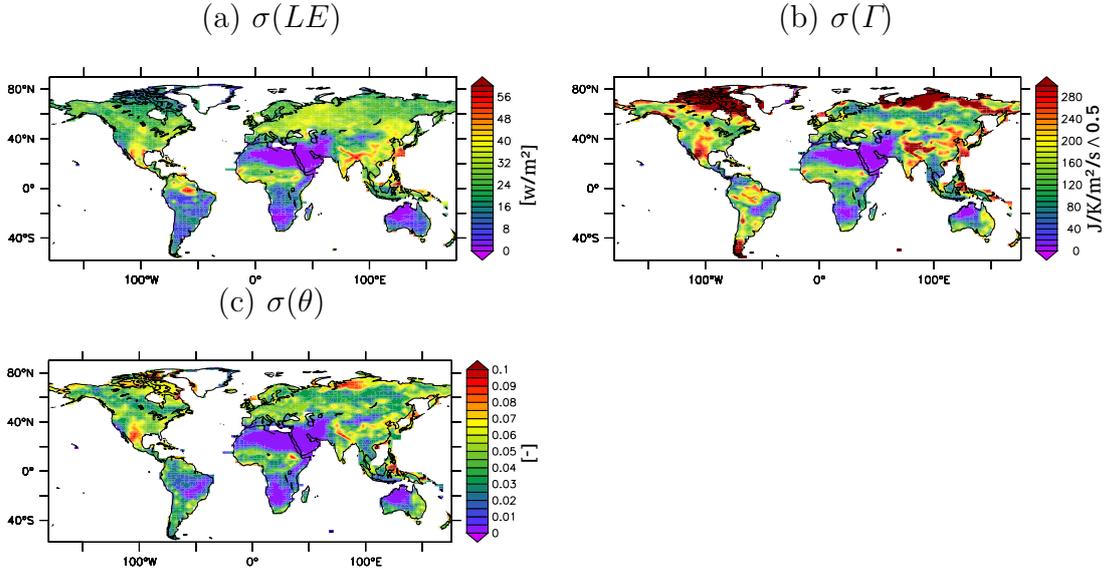


FIGURE 5.15 – Écart-type de la variation jour à jour du flux latent (a) de l'inertie thermique (b) et de l'humidité relative à la surface (c) sur la saison d'été boréal (JJA) en moyenne sur la période 1990-1995 pour une inertie thermique dépendant du type de sol et de son humidité.

nous avons quantifié la part de la variabilité de la température de surface expliquée par la variabilité de l'inertie thermique, liée elle même à la variabilité de l'humidité de surface.

Cette estimation se fait suivant la formule ci-dessous [Seneviratne et al., 2010] :

$$fraction\ de\ \sigma^2(T)\ expliquée\ par\ \sigma^2(\Gamma) = \frac{\sigma^2(T)_{\Gamma_{var}} - \sigma^2(T)_{\Gamma_{fixe}}}{\sigma^2(T)_{\Gamma_{var}}} \quad (5.20)$$

où Γ_{var} fait référence à la simulation de contrôle, dans laquelle l'inertie thermique dépend de l'humidité de surface, et Γ_{fixe} fait référence à l'expérience de sensibilité dans laquelle la variabilité de l'inertie thermique est supprimée (en supprimant sa dépendance à l'humidité du sol), et où l'inertie thermique est fixée à $1684\ J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$.

Les résultats montrent qu'il y a des régions où la variabilité de l'inertie thermique atténuée d'environ 20 à 50 % la variabilité de la température moyenne de l'air (figure 5.16). Cette atténuation provient de l'atténuation de la variabilité de la température minimale (figure 5.16,(b)), et non la température maximale 5.16,(a)), qui est peu sensible à l'inertie thermique.

Les régions où la variabilité de l'inertie thermique atténuée la variabilité de la température de surface font partie des zones de transition, représentées dans la figure 1.7.

Ceci démontre le double rôle de l'humidité de surface sur la température. L'hu-

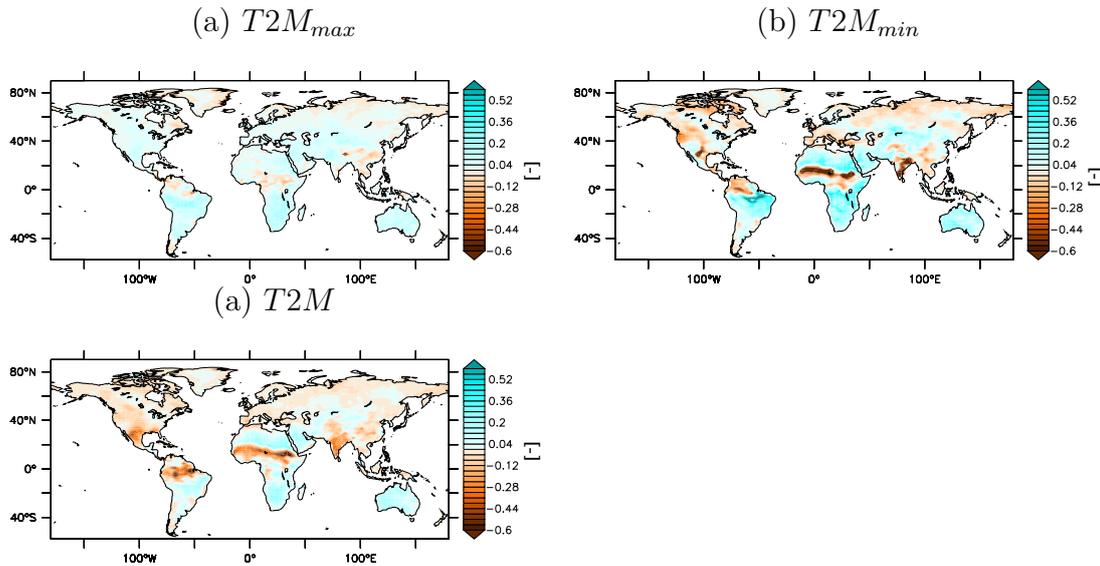


FIGURE 5.16 – Contribution de la variabilité journalière de l’inertie thermique à la variabilité journalière de la température à 2m maximale (a), minimale (b) et moyenne (c) (équation 5.20).

midité de surface contrôle la température de jour par le biais de l’évaporation, mais elle contrôle également la température de nuit via l’inertie thermique, et cet effet de l’inertie thermique tend à réduire l’effet de l’évaporation sur la température journalière moyenne.

5.3.3 Conséquence pour la détection des zones de transition

Dans les zones de transition, nous venons de montrer que la relation évaporation-température est amplifiée lorsque la dépendance de l’inertie thermique à l’humidité n’est pas prise en compte. De ce fait, le diagnostic $\rho(LE, T_s)$ (corrélation entre le flux latent, et la température de surface) utilisé pour la détection des zones de transition peut directement être impacté par la mauvaise représentation de la dépendance de l’inertie thermique à l’humidité de surface dans les modèles. Sa valeur plus élevée lorsque l’inertie thermique est indépendante de l’humidité de surface conduirait à la détection de zones de transition là où il n’y en a peut être pas. La question de la pertinence de ce diagnostic pour la détection des zones de transition dans les modèles où la dépendance de l’inertie thermique à l’humidité de surface n’est pas correctement représentée peut se poser.

Afin de vérifier cela, nous avons appliqué ce diagnostic sur les deux simulations précédentes (une simulation où l’inertie thermique dépend de l’humidité de surface, et une autre où cette dépendance est coupée, et où l’inertie thermique est fixée à $1684 J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$). Les résultats sont représentés dans la figure 5.17.

Lorsque la dépendance de l’inertie thermique à l’humidité de surface est cou-

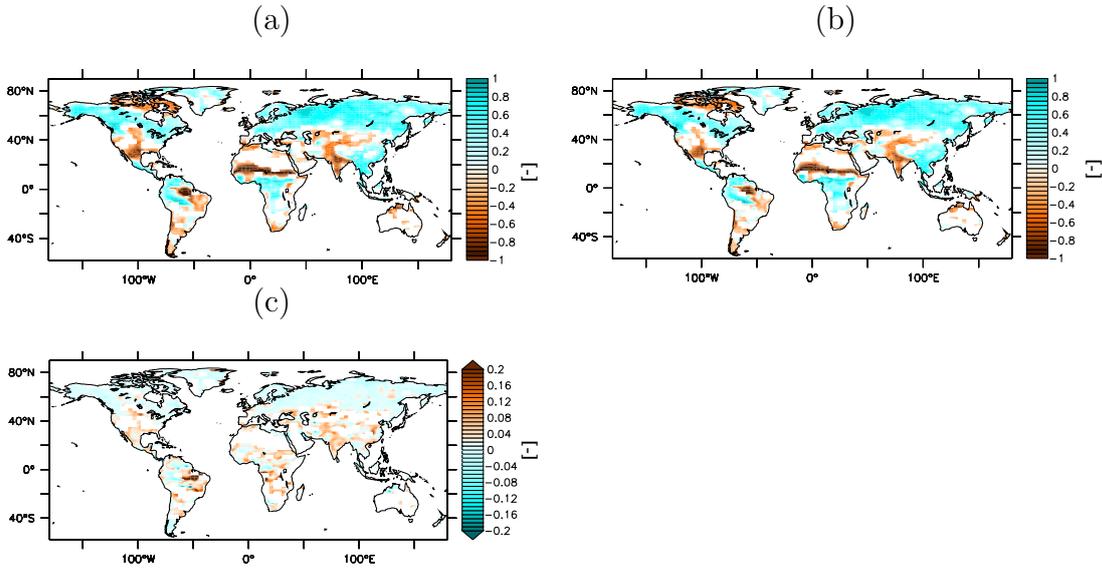


FIGURE 5.17 – Coefficient de corrélation entre le flux latent journalier et la température de surface journalière sur la saison d’été boréal JJA de 1990 à 1995 pour les simulations avec une inertie thermique fixée ($\rho(LE, T_s)_{SENS}$) (a) et une inertie thermique variant en fonction du type de sol et de l’humidité du sol ($\rho(LE, T_s)_{CTL}$) (b). Différence entre les deux ($\rho(LE, T_s)_{CTL} - \rho(LE, T_s)_{SENS}$) (c).

pée, le coefficient de corrélation $\rho(LE, T_s)$ est très légèrement amplifié (0.1 à 0.2 maximum). Cette amplification ne modifie néanmoins pas les régions de transition détectées, et l’utilisation du diagnostic $\rho(LE, T_s)$ pour la détection des zones de transition reste valable.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que dans les zones humides, où le flux latent est important, les flux turbulents ainsi que la fraction évaporative sont peu sensibles à la valeur de l’inertie thermique, exception faite de la région de la mousson indienne, où la structure des pluies est modifiée.

En considérant les moyennes saisonnières de la température, nous avons montré que l’effet de l’inertie thermique sur la température de surface est donc très faible dans les régions humides. A l’aide d’un modèle simplifié basé sur le bilan d’énergie à la surface, nous avons réussi à démontrer que c’est la forte contribution du flux latent au bilan d’énergie à la surface qui est en cause. Une valeur élevée du flux latent réduit l’énergie stockée dans le sol le jour, et conduit ainsi à une très faible sensibilité de la température de nuit à l’inertie thermique. Ainsi, plus la valeur du flux latent est élevée, plus la sensibilité de la moyenne et de l’amplitude diurne de la température sont faibles. Nous avons également montré que la dépendance de la sensibilité de la température à l’inertie thermique est non-linéaire : Plus la valeur

de l'inertie thermique est élevée, plus la sensibilité de la température à l'inertie thermique est faible.

En revanche, nous avons montré que la variabilité journalière du flux latent dans les régions humides conduisait à une variabilité journalière de la sensibilité de la température de nuit à l'inertie thermique.

Par ailleurs, les zones de transition sont caractérisées par la forte dépendance de la variation de la température à la variation de l'humidité du sol via l'évaporation. Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence un deuxième rôle de l'humidité de surface sur la température, et ce, via l'inertie thermique. Ainsi, dans les régions de transition, la diminution de l'humidité de surface conduit à l'augmentation de la température de jour du fait de la diminution de l'évaporation, mais aussi à la diminution de la température de nuit du fait de la diminution de l'inertie thermique.

En conséquence, la variabilité journalière de l'inertie thermique, directement reliée à la variabilité journalière de l'humidité de surface atténue la variabilité jour à jour de la température de surface entre 20 et 50 % dans les régions de transition. De fait, l'impact de l'humidité du sol sur la température moyenne est une combinaison de l'impact du flux latent, et de l'inertie thermique, jouant sur la température de jour, et de la nuit respectivement.

Conclusions et perspectives

6.1 Conclusions

Les motivations principales de cette thèse étaient de contribuer à améliorer la compréhension des mécanismes clé du couplage surface-atmosphère qui contrôlent la température, par l'analyse du bilan d'énergie à la surface. Une autre motivation était d'identifier les origines potentielles des différences de température entre les modèles de climat, et de corriger leurs biais éventuels.

L'analyse des structures spatiales et des valeurs des différences de température journalière maximale (de jour) et minimale (de nuit) entre les deux modèles de surface ORC2 et ORC11 a montré l'intérêt d'adopter une démarche basée sur l'analyse du cycle diurne, en distinguant les effets des différents mécanismes la nuit, et le jour. Elle a révélé également l'importance de l'évaluation des modèles de surface non seulement dans les régions humides et de transition, où l'humidité dans le sol est susceptible de jouer un rôle important sur la température, mais aussi dans les régions sèches, où les différences entre les modèles se révèlent être également très importantes.

Dans les régions sèches, en analysant des simulations utilisant les modèles de surface ORC2 et ORC11 couplés aux modèles d'atmosphères LMDZ5A et LMDZ5B dans le cas uni-colonne DICE, nous avons réussi à identifier l'inertie thermique comme étant le paramètre à l'origine des différences de température entre les deux modèles de surface. En effet, du fait de l'absence d'une véritable discrétisation verticale pour l'hydrologie dans le modèle ORC2, la valeur de l'inertie thermique à la surface était plus élevée que celle d'ORC11, impactant directement l'amplitude diurne de la température.

Le rôle de l'inertie thermique sur l'amplitude diurne de la température est assez intuitif. Plus la valeur de l'inertie thermique est élevée, plus l'amplitude diurne de la température de surface est faible. Cependant, nous avons montré dans cette thèse que la sensibilité à l'inertie thermique de la température minimale est plus élevée que la sensibilité de la température maximale. Cette dissymétrie diurne conduit à une anti-corrélation entre la sensibilité à l'inertie thermique de l'amplitude diurne de la température et celle de la température moyenne journalière.

A l'aide d'un modèle explicatif, nous avons montré que la dissymétrie de l'instabilité de la couche limite entre le jour et la nuit est à l'origine de cette anti-corrélation. Durant le jour, l'instabilité de la couche limite augmente la valeur du

coefficient de mélange, qui amplifie la sensibilité des flux turbulents à la température de surface et atténue la sensibilité de cette dernière à l’inertie thermique. Au contraire, durant la nuit, la couche limite devient très stable. Le faible coefficient de mélange atténue la sensibilité des flux turbulents à la température de surface, et augmente la sensibilité de la température à l’inertie thermique. En comparant des simulations du modèle de sol dans une configuration couplée à LMDZ, et une autre forcée par des variables atmosphériques, nous avons également montré qu’une partie de cet effet provient du mécanisme de rétroaction entre la température de surface et la température de l’air.

L’anti-corrélation entre la température moyenne journalière et l’amplitude diurne de la température que nous avons mis en évidence lors d’un changement d’inertie thermique se retrouve également dans l’inter-comparaison des modèles CMIP5, de même lorsque l’on modifie la physique atmosphérique utilisée (LMDZ5A et LMDZ5B). Cette anti-corrélation semble être très générale, probablement parce qu’elle repose principalement sur la dissymétrie de l’état de stabilité de la couche limite entre le jour et la nuit.

Par ailleurs, à l’aide d’un modèle simplifié, nous avons mis en évidence le double rôle du flux solaire sur la dissymétrie diurne de la réponse de la température à l’inertie thermique. Le premier est un rôle moteur. En effet, c’est le flux solaire qui cause en partie le contraste diurne de la stabilité de la couche limite, à l’origine de la dissymétrie diurne de la réponse de la température à l’inertie thermique. Le second est un rôle atténuateur, qui découle directement de la forme très dissymétrique du flux solaire. En effet, durant le jour, la très forte valeur du flux solaire par rapport à sa moyenne conduit à des valeurs très élevées des flux turbulents et dans le sol. Seulement, comme à l’équilibre, l’intégrale du flux dans le sol est nulle sur la journée, la durée pendant laquelle le flux dans le sol est positif (le jour) est faible par rapport à la durée pendant laquelle il est négatif (la nuit). Ceci a pour conséquence de diminuer la période durant laquelle la sensibilité des flux turbulents à l’inertie thermique est forte, et d’augmenter la durée pendant laquelle leur sensibilité est faible. La dissymétrie diurne de la réponse de la température de surface à l’inertie thermique est alors partiellement atténuée lorsque l’on considère les moyennes sur le jour et sur la nuit.

Par contre, si nous considérons les extrêmes journaliers, nous avons montré que la très forte dissymétrie du forçage solaire amplifie la sensibilité à l’inertie thermique de la température maximale par rapport à la température minimale.

Enfin, nous avons analysé le rôle de la non-linéarité du flux radiatif infrarouge par rapport à la température sur la dissymétrie de la réponse de la température de surface à l’inertie thermique. Ce dernier s’avère négligeable compte tenu des faibles amplitudes de température mises en jeu sur la surface terrestre.

Dans les régions humides, l’amplitude diurne et la température moyenne journalière sont contrôlées par le flux latent. L’impact de l’inertie thermique sur la

température de surface y est donc négligeable. Cependant, l'inertie thermique peut impacter la valeur de la fraction évaporative, la couverture nuageuse, la structure spatiale des pluies, ainsi que le bilan d'eau à la surface, comme dans la région de la mousson indienne en été.

Enfin, dans les zones de transition, il est communément admis que la relation entre l'humidité du sol et la température via l'évaporation est très forte. La diminution de l'humidité conduit à l'augmentation de la température journalière moyenne du fait de la diminution de l'évaporation. Cependant, en considérant les processus à l'échelle diurne et en séparant les effets de l'humidité durant le jour de ses effets durant la nuit, nous avons mis en évidence le double rôle de l'humidité du sol sur la température. L'humidité de surface contrôle la température de jour par le biais de l'évaporation, mais elle contrôle également la température de nuit via l'inertie thermique. Ainsi, alors que la diminution de l'humidité du sol conduit à l'augmentation de la température de jour par le biais de la diminution du flux latent, elle conduit aussi à la diminution de la température de nuit par le biais de la diminution de l'inertie thermique. La dépendance de l'inertie thermique à l'humidité de surface atténue donc la relation entre la variabilité de l'humidité de surface, et celle de la température moyenne journalière d'environ 20 à 50 % dans les régions de transition. Ceci suggère la révision de la vision classique de la relation entre l'humidité du sol et la température dans les régions de transition, en intégrant l'effet de l'humidité sur l'inertie thermique en plus de son effet sur l'évaporation.

6.2 Perspectives

L'inertie thermique et sa dépendance à l'humidité du sol peut avoir des impacts encore plus larges que ceux mis en évidence dans cette thèse. Dans ce qui suit, nous allons citer quelques exemples de situations où l'inertie thermique peut jouer un rôle important, et qu'il serait intéressant d'explorer :

Les vagues de chaleur

Les vagues de chaleur sont des périodes de température anormalement élevées. Face au réchauffement climatique, les vagues de chaleur sont amenées à être plus fréquentes et plus intenses dans l'avenir [Meehl et al., 2004], augmentant ainsi les risques sur l'économie, les écosystèmes et la mortalité. La définition d'une vague de chaleur varie, et plusieurs paramètres climatiques peuvent être pris en compte pour leur détection, parmi lesquels on retrouve les fortes valeurs de la température de nuit [Patz et al., 2005].

Alexander et al. [2006] ont noté dans les observations une diminution significative de l'occurrence annuelle des nuits froides dans 70% des régions étudiées, et une augmentation significative de l'occurrence annuelle des nuits chaudes dans 30 %

des régions étudiées.

Nous avons mis en évidence dans cette thèse le rôle de l’inertie thermique sur la température nocturne. Dans le cas d’une couche limite nocturne stable, la mauvaise représentation de la stabilité de la couche limite ou de l’inertie thermique à la surface peut fausser la détection des évènements extrêmes et des canicules. La surestimation de l’inertie thermique peut diminuer l’occurrence des nuits chaudes, et inversement. D’ailleurs, Wang et al. [2016] ont montré que modifier les propriétés thermiques du sol avait un impact sur la distribution statistique de l’amplitude diurne, et les évènements extrêmes.

Dans ce cadre là, nous pouvons également envisager le rôle d’atténuation que peut jouer l’humidité du sol via l’inertie thermique : l’assèchement du sol lors d’une canicule peut favoriser le refroidissement de la température de nuit du fait de la diminution de l’inertie thermique.

Par ailleurs, l’étude de Miralles et al. [2014] a montré que les canicules de 2003 et 2010 en Europe sont le résultat de la combinaison de plusieurs facteurs : (1) l’advection d’air chaud du fait des conditions synoptiques, (2) l’augmentation de la demande atmosphérique en eau qui intensifie l’assèchement du sol et augmente la valeur du flux sensible, et enfin, (3) le renforcement de l’entraînement d’air chaud du fait de l’amplification du flux sensible (voir figure 6.1). Ils ont ainsi mis en évidence le rôle direct et indirect du déficit en eau sur la canicule via la diminution de l’évaporation. L’effet direct se fait par le biais de l’augmentation du flux sensible, et l’effet indirect par l’amplification de l’entraînement d’air chaud.

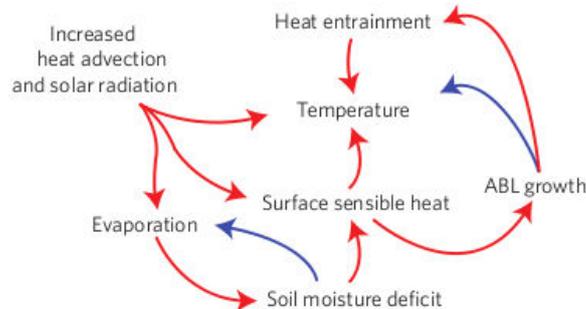


FIGURE 6.1 – Interactions surface-atmosphère durant les méga-canicules réexaminées [Miralles et al., 2014].

Or, dans cette thèse, nous avons montré que la diminution de l’inertie thermique conduit à l’amplification du flux sensible durant le jour. Si l’assèchement du sol durant la vague de chaleur conduit à la diminution de l’inertie thermique, contribuant ainsi à l’amplification du flux sensible et à l’augmentation de l’advection d’air chaud, ceci constituerait alors un effet indirect supplémentaire de l’humidité du sol sur l’intensification de la canicule. Néanmoins, cet effet indirect additionnel serait effectif uniquement dans le cas où la couche superficielle s’assèche. En effet,

seule l'inertie thermique à la surface joue un rôle sur le flux sensible. Malgré tout, il est primordial pour les modèles d'avoir les bonnes valeurs de l'inertie thermique en sol sec pour représenter correctement l'effet du flux sensible et de l'advection d'air chaud qui s'en suit sur les vagues de chaleur.

Hétérogénéité spatiale

La rétroaction entre l'humidité du sol et la précipitation est très importante pour les régions semi-arides telles que le Sahel. Taylor et al. [2011] ont montré, en utilisant des observations, que 25% des orages sont initiés sur les régions à fort gradient d'humidité de surface.

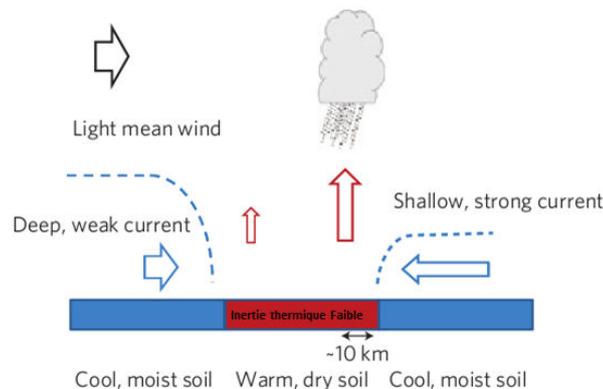


FIGURE 6.2 – Schéma représentant l'impact des hétérogénéités de l'humidité du sol sur les orages [Taylor et al., 2011]; Lorsque le vent de troposphère libre est faible (flèche noire), les circulations atmosphériques induites par ces hétérogénéités (flèches bleues) génèrent une ascendance sur la partie droite de la surface sèche, là où le courant est fort et peu profond (courbe bleue), et arrive depuis la surface humide à droite vers la surface sèche au centre. Les initiations observées (orage) se situent préférentiellement au niveau de cette zone d'ascendance. Des convergences additionnelles, plus faibles (courbe bleue pointillée) sont induites par les gradients d'humidité du sol situés en amont de la surface chaude (à gauche).

En effet, les hétérogénéités d'humidité de surface sont à l'origine d'un contraste spatial entre les flux latent et sensible. Ce contraste favorise le développement de circulations atmosphériques depuis les zones les plus froides et humides vers les zones les plus chaudes et sèches dans les basses couches. Les orages se développent donc plus fréquemment sur les bords des surfaces sèches, là où le flux de chaleur sensible à la surface est plus élevé et renforce la croissance diurne de la couche limite convective (voir schéma (6.2)). Comme dans ce cas, les précipitations sont plus élevées sur les surfaces où l'humidité est la plus faible, et tendent à l'augmenter, on peut donc parler d'un mécanisme de rétroaction négative entre l'humidité de surface et les précipitations dans ce cas-là.

Dans une telle situation, nous pouvons imaginer que la faible valeur de l'inertie thermique sur les zones sèches amplifie le flux sensible à leurs bords, et contribue au déclenchement des orages. La dépendance de l'inertie thermique à l'humidité de surface amplifie donc la rétroaction négative déjà existante entre l'humidité de surface et les précipitations dans ces régions là.

Échelle temporelle de l'évènement

Dans cette thèse, nous avons montré l'importance de l'étude des processus contrôlant la température à l'échelle diurne. Néanmoins, d'autres échelles temporelles sont importantes, comme l'échelle de l'évènement par exemple. En effet, en Afrique de l'ouest, les pluies sont caractérisées par une grande intermittence et une importante variabilité spatiale et temporelle. Les pluies influencent la structure spatiale des flux de surface, avec un flux latent élevé dans les zones humides. L'évolution de ces structures spatiales dépend de la manière dont le sol s'assèche. En effet, juste après l'évènement pluvieux, le flux latent est favorisé par rapport au flux sensible du fait de la forte disponibilité en eau du sol. Mais l'assèchement de la surface les jours suivants est accompagné de l'augmentation progressive du flux sensible et de la température moyenne. Or, comme la surface passe d'une surface relativement humide et froide à une surface relativement chaude et sèche [Lohou et al., 2014], le fait de tenir compte de la dépendance de l'inertie thermique à l'humidité du sol est dans ce cas important et peut éventuellement impacter l'augmentation de la température après l'évènement de pluie. C'est donc une piste à explorer pour améliorer la modélisation de la période de recouvrement du flux latent et de la température après un évènement de pluie au Sahel.

Flux de mousson

Le climat de mousson est la conséquence des forts contrastes thermiques qui se créent entre l'océan et le continent, du fait de la différence d'inertie thermique entre les deux. En été, La température à la surface du sol augmente plus vite que celle de la surface océanique, créant une dépression thermique sur le continent. Sur les eaux plus froides de l'océan, un processus inverse est à l'origine de la formation d'un anticyclone. Il s'établit alors un courant de vent dirigé de la mer vers la terre.

La modification des propriétés thermiques à la surface peut impacter la différence de température entre l'océan et la surface continentale, et modifier le flux de mousson. Néanmoins, comme plusieurs processus de grande échelle (temporelle et spatiale) dominent le flux de mousson, il n'est pas évident de déterminer l'importance des propriétés thermiques dans ces processus là. Dans cette thèse, nous n'avons noté à première vue aucun impact de l'inertie thermique sur la mousson en Afrique de l'ouest. Toutefois, notre test consistait en un simple test de sensibilité à deux valeurs d'inertie thermique, et pourrait éventuellement être perfectionné.

Concernant la mousson indienne, le simple changement de l'inertie thermique de surface a impacté le bilan d'eau, la fraction évaporative et la précipitation. Pour autant, il n'est pas simple de dégager un rôle systématique des propriétés thermiques sur le flux de mousson en Inde, et il est indispensable d'approfondir la question pour identifier leur rôle exact.

Effet de la végétation

Dans cette thèse, nous avons considéré l'impact de l'inertie thermique dans les régions sèches et dans les régions humides. Or, dans les régions humides, le flux d'évaporation comprend aussi bien l'évaporation de sol nu que la transpiration des plantes. Alors que la première puise de l'eau à la surface, la seconde en puise dans les couches profondes du sol, et peut persister alors même que la surface est totalement sèche. Ainsi, pour un sol recouvert de végétation, le flux latent peut avoir des valeurs non nulles alors même que l'inertie thermique est à sa valeur minimale. Il serait donc intéressant de pousser l'étude de l'impact de la dépendance de l'inertie thermique à l'humidité dans les régions humides et de transition, en tenant compte également de la présence de la végétation dans l'analyse. Ceci en séparant l'évaporation de la transpiration, et donc en distinguant l'effet de l'humidité de surface de l'effet de l'humidité en profondeur.

Changement climatique

Les projections climatiques prévoient une modification du bilan d'eau à la surface, conduisant à plus ou moins de sécheresses et d'inondations selon les régions [Hanson and Weltzin, 2000; Rind et al., 1990]. De plus, la désertification, la déforestation, et les changements de pratiques culturelles sont autant de scénarios en changement climatique qui peuvent modifier les propriétés thermiques à la surface, et impacter les projections.

Dans ce contexte, la compréhension du rôle de l'humidité de surface sur le réchauffement climatique via l'inertie thermique permettrait peut-être de comprendre une part de la dispersion entre les modèles.

Par ailleurs, l'effet de la dissymétrie diurne de la couche limite sur la température est important dans les régions sèches. Or, en changement climatique, ces régions vont s'étendre. Par conséquent, les effets que nous avons mis en évidence dans cette thèse pourront être encore plus importants dans un contexte de changement climatique. Il serait intéressant de réaliser un test de sensibilité à l'inertie thermique dans des simulations en changement climatique, en tenant compte de sa dépendance à l'humidité du sol, et en coupant cette dépendance. Ceci nous permettrait d'évaluer l'apport d'une meilleure représentation de l'inertie thermique sur les surfaces continentales, et de comprendre les effets du changement du bilan d'eau à la surface sur la température via l'inertie thermique.

Biais de température

Actuellement, la majorité des modèles CMIP5 présentent un biais froid au Sahara avec des amplitudes diurnes faibles. Dans le modèle ORC2, l'inertie thermique était beaucoup trop élevée par rapport à la réalité au Sahara, contribuant à la réduction des biais de température moyenne. Le modèle ORC11 a des valeurs de propriétés thermiques à la surface plus réalistes, mais conduit à l'amplification des biais dans les régions sèches. Il est ainsi important de garder en tête que l'amélioration de la valeur d'un paramètre dans le modèle ne conduit pas forcément à l'amélioration des résultats de ce dernier, et jusqu'à présent, les biais de température au Sahara ne trouvent aucune explication. Dans le cadre du projet CMIP6, des améliorations du modèle sont attendues, mais la question de l'amélioration de l'inertie thermique reste toutefois posée.

De plus, le modèle de surface ORCHIDEE ne tient pas compte de la couche de végétation, et de sa capacité thermique. Ainsi, pour des régions recouvertes de végétation, améliorer la représentation des propriétés thermiques du sol nu sans tenir compte de l'effet de la végétation sur la température peut être très limité. Il y a également des développements à faire afin de tenir compte des hétérogénéités de texture du sol au sein d'une même maille afin d'améliorer la représentation des propriétés thermiques.

Régions enneigées

Dans cette thèse, nous avons montré que la sensibilité à l'inertie thermique est particulièrement forte dans les régions où la contribution du flux latent au bilan d'énergie est faible. Or, les régions enneigées représentent des milieux particulièrement secs, où le flux latent est faible. De plus, comme l'inertie thermique dépend de la densité du matériau considéré, et comme la densité de la neige varie en fonction de son âge, on peut se demander si l'inertie thermique de la neige, qui dépend donc de son âge a un effet important sur la température.

De façon très préliminaire, deux simulations globales libres ont été effectuées utilisant le modèle d'atmosphère LMDZ5B couplé à ORC11, avec deux valeurs de l'inertie thermique de la neige variant du simple au double. L'une correspond à l'inertie thermique d'une neige fraîche ($205 \text{ J.m}^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$), et l'autre à l'inertie thermique d'une neige plus ancienne ($502 \text{ J.m}^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$) (voir le tableau 6.1 pour les valeurs des propriétés de ces deux neiges).

Si on considère les régions enneigées (encadrées dans la figure 6.3), les résultats des différences de température de surface suite à un doublement de l'inertie thermique sont comparables et cohérents avec ceux obtenus dans les régions sèches. En effet, les figures indiquent une grande sensibilité de la température de surface à l'inertie thermique, qui est beaucoup plus forte la nuit que le jour, ce qui impacte directement la moyenne. Ainsi, une sous-estimation de l'inertie thermique de

CHAPITRE 6. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

TABLEAU 6.1 – Valeurs des propriétés thermiques imposées pour deux neiges avec deux densités et deux conductivités thermiques différentes.

| | ρ kgm^{-3} | C_m $J.K^{-1}$ | λ $W.m^{-1}.K^{-1}$ | Γ $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ |
|---------------|----------------------|---------------------|--------------------------------|--|
| Neige fraîche | 200 | 2.1×10^3 | 0.1 | 205 |
| Neige tassée | 400 | 2.1×10^3 | 0.3 | 502 |

la neige (ou de sa densité) conduit à une surestimation de l'amplitude diurne de la température de surface, qui a son tour va diminuer la température moyenne journalière à cause de la dissymétrie de cette sensibilité entre le jour et la nuit. Ces résultats soulignent ainsi l'importance de bien représenter les propriétés thermiques de la neige ainsi que sa densité pour la représentation de la température dans les régions enneigées.

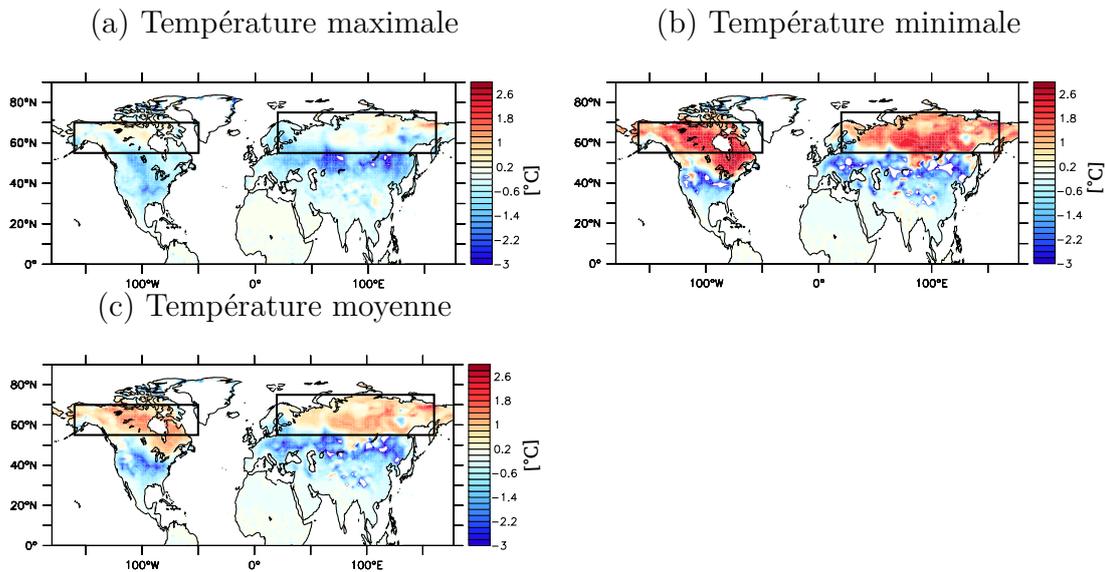


FIGURE 6.3 – Sensibilité de la température de surface journalière (a) minimale, (b) maximale et (c) moyenne à une augmentation de l'inertie thermique de la neige d'une valeur de 204 à 502 $J.m^{-2}.K^{-1}.s^{-0.5}$ moyennée sur le mois de janvier.

Cependant, on constate que sur les bords des zones enneigées, la sensibilité de la température moyenne et minimale est de signe opposé à celle notée dans les régions enneigées. Il n'est pas évident d'en dégager la cause, mais en perspective de ce teste, il serait intéressant d'identifier les processus mis en jeu dans ces régions là.

Bibliographie

- F. Aires, C. Prigent, and W. B. Rossow. Temporal interpolation of global surface skin temperature diurnal cycle over land under clear and cloudy conditions. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 109 :D04313, feb 2004. doi : 10.1029/2003JD003527. [14](#)
- S. Ait-Mesbah, J. L. Dufresne, F. Cheruy, and F. Hourdin. The role of thermal inertia in the representation of mean and diurnal range of surface temperature in semiarid and arid regions. *GRL*, 42 :7572–7580, sep 2015. doi : 10.1002/2015GL065553. [62](#)
- L. V. Alexander, X. Zhang, T. C. Peterson, J. Caesar, B. Gleason, A. M. G. Klein Tank, M. Haylock, D. Collins, B. Trewin, F. Rahimzadeh, A. Tagipour, K. Rupa Kumar, J. Revadekar, G. Griffiths, L. Vincent, D. B. Stephenson, J. Burn, E. Aguilar, M. Brunet, M. Taylor, M. New, P. Zhai, M. Rusticucci, and J. L. Vazquez-Aguirre. Global observed changes in daily climate extremes of temperature and precipitation. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 111 : D05109, mar 2006. doi : 10.1029/2005JD006290. [141](#)
- W. M. Angevine, E. Bazile, D. Legain, and D. Pino. Land surface spinup for episodic modeling. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 14 :8165–8172, aug 2014. doi : 10.5194/acp-14-8165-2014. [47](#)
- M. Armatte and A. D. Dalmedico. Modèles et modélisations, 1950-2000 : Nouvelles pratiques, nouveaux enjeux. *Revue d'histoire des sciences*, 57(2) :243–303, 2004. ISSN 01514105, 19696582. [5](#)
- K.W. Ayotte, P. Sullivan, A. Andrén, S.C. Doney, A.A.M. Holtslag, W.G. Large, J.C. McWilliams, C.-H. Moeng, M.J. Otte, J.J. Tribbia, and J.C. Wyngaard. An evaluation of neutral and convective planetary boundary-layer parameterizations relative to large eddy simulations. *Boundary-Layer Meteorology*, 79(1-2) :131–175, 1996. ISSN 0006-8314. doi : 10.1007/BF00120078. [44](#)
- Clay K. Deschenes O. Greenstone M. Shapiro J.S. Barreca, A. Adapting to climate change : The remarkable decline in the u.s. temperature–mortality relationship over the 20th century. *MIT Dept. of Economics Working Paper Series*, pages 12 – 29, 2012. [7](#)
- P. Bechtold, S. K. Krueger, W. S. Lewellen, E. van Meijgaard, C. H. Moeng, D. A. Randall, A. van Ulden, and S. Wang. Modeling a Stratocumulus-Topped PBL : Intercomparison among Different One-Dimensional Codes and with Large Eddy Simulation. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 77 :2033–2042, September 1996. [44](#)

- F. Becker and Z.-L. Li. Towards a local split window method over land surfaces. *International Journal of Remote Sensing*, 11 :369–393, mar 1990. doi : 10.1080/01431169008955028. 13
- F. Beckera and Z.-L. Lia. *Remote Sensing Reviews*, 12 :225,253, 1995. ISSN 3-4. doi : 10.1080/02757259509532286. 13
- O. Bellprat, S. Kotlarski, D. Lüthi, and C. Schär. Physical constraints for temperature biases in climate models. *Geophysical Research Letters*, 40(15) :4042–4047, 2013. ISSN 1944-8007. doi : 10.1002/grl.50737. URL <http://dx.doi.org/10.1002/grl.50737>. 21
- M. Beniston. The 2003 heat wave in europe : A shape of things to come ? an analysis based on swiss climatological data and model simulations. *Geophysical Research Letters*, 31(2), 2004. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2003GL018857. L02202. 7
- A. K. Blackadar. The Vertical Distribution of Wind and Turbulent Exchange in a Neutral Atmosphere. *JGR*, 67 :3095, jul 1962. doi : 10.1029/JZ067i008p03095. 40
- M. Bouzid, F.J. Colón-González, T. Lung, and P.R. Hunter. Climate change and the emergence of vector-borne diseases in europe : case study of dengue fever. *BMC Public Health*, 14 :781, 2014. 7
- I. S. Bowen. The Ratio of Heat Losses by Conduction and by Evaporation from any Water Surface. *Physical Review*, 27 :779–787, June 1926. doi : 10.1103/PhysRev.27.779. 13
- Julien Boé and Laurent Terray. Uncertainties in summer evapotranspiration changes over europe and implications for regional climate change. *Geophysical Research Letters*, 35(5), 2008. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2007GL032417. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2007GL032417>. L05702. 20, 22
- B.B. Brabson, D.H. Lister, P.D. Jones, and J.P. Palutikof. *Geophys. Res.*, 110, 2005. 19
- D. J. K. Braganza, K. and J. M. Arblaster. Diurnal temperature range as an index of global climate change during the twentieth century. *Geophys. Res. Lett.*, 2004. doi : 10.1029/2004GL019998. 14
- A. R. Brown, R. T. Cederwall, A. Chlond, P. G. Duynkerke, J.-C. Golaz, M. Khairoutdinov, D. C. Lewellen, A. P. Lock, M. K. MacVean, C.-H. Moeng, R. A. J. Neggers, A. P. Siebesma, and B. Stevens. Large-eddy simulation of the diurnal cycle of shallow cumulus convection over land. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 128(582) :1075–1093, 2002. doi : 10.1256/003590002320373210. 44

- C. H. Brown, D. Sharp, and T. M. Collura. Effect of climate change on water temperature and attainment of water temperature criteria in the yaquina estuary, oregon (usa). *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 2015. ISSN 0272-7714. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ecss.2015.11.006>. 7
- G. Cai, Y. Xue, Y. Hu, Y. Wang, J. Guo, Y. Luo, C. Wu, S. Zhong, and S. Qi. Soil moisture retrieval from MODIS data in Northern China Plain using thermal inertia model. *International Journal of Remote Sensing*, 28 :3567–3581, jan 2007. doi : 10.1080/01431160601034886. 16
- A. Campoy. Influence de l’hydrologie souterraine sur la modélisation du climat à l’échelle régionale et globale. *PHD Thesis*, page 138, 2013. URL <http://www.lmd.jussieu.fr/~acamlmd/CampoyManuscrit.pdf>. 34
- R. F. Carsel and R. S. Parrish. Developing joint probability distributions of soil water retention characteristics. *Water Resources Research*, 24(5) :755–769, 1988. ISSN 1944-7973. doi : 10.1029/WR024i005p00755. URL <http://dx.doi.org/10.1029/WR024i005p00755>. 31
- F. Cheruy, A. Campoy, J.-C. Dupont, A. Ducharne, F. Hourdin, M. Haeffelin, M. Chiriaco, and A. Idelkadi. Combined influence of atmospheric physics and soil hydrology on the simulated meteorology at the sirta atmospheric observatory. *Climate Dynamics*, 40(9-10) :2251–2269, 2013. ISSN 0930-7575. doi : 10.1007/s00382-012-1469-y. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00382-012-1469-y>. 43
- F. Cheruy, J. L. Dufresne, F. Hourdin, and A. Ducharne. Role of clouds and land-atmosphere coupling in midlatitude continental summer warm biases and climate change amplification in cmip5 simulations. *Geophysical Research Letters*, 41(18) : 6493–6500, 2014. ISSN 1944-8007. doi : 10.1002/2014GL061145. 14, 21, 22
- J. H. Christensen and F. Boberg. Temperature dependent climate projection deficiencies in CMIP5 models. *GRL*, 39 :L24705, dec 2012. doi : 10.1029/2012GL053650. 21
- J. H. Christensen and O. B. Christensen. Climate modelling : Severe summertime flooding in Europe. *Nature*, 421 :805–806, feb 2003. 7
- J. H. Christensen, F. Boberg, O. B. Christensen, and P. Lucas-Picher. On the need for bias correction of regional climate change projections of temperature and precipitation. *Geophysical Research Letters*, 35(20), 2008. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2008GL035694. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2008GL035694>. 21
- R.T. Clark, S.J. Brown, and J.M. Murphy. Modeling northern hemisphere summer heat extreme changes and their uncertainties using a physics ensemble of climate sensitivity experiments. *J. Climate*, 17 :4418–4435, 2006. 19

- G. J. Collatz, L. Bounoua, S. O. Los, D. A. Randall, I. Y. Fung, and P. J. Sellers. A mecanisme for influence of vegetation on the response of the diurnal temperature range to changing climate. *Geophys Res. Lett.*, page 3381–3384, 2000. 16
- B. A. Cosgrove, D. Lohmann, K. E. Mitchell, P. R. Houser, E. F. Wood, J. C. Schaake, A. Robock, J. Sheffield, Q. Duan, L. Luo, R. W. Higgins, R. T. Pinker, and J. D. Tarpley. Land surface model spin-up behavior in the north american land data assimilation system (nldas). *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 108(D22) :n/a–n/a, 2003. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2002JD003316. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2002JD003316>. 8845. 48
- F. Couvreux, R. Roehrig, C. Rio, M.-P. Lefebvre, M. Caian, T. Komori, S. Derbyshire, F. Guichard, F. Favot, F. D’Andrea, P. Bechtold, and P. Gentine. Representation of daytime moist convection over the semi-arid Tropics by parametrizations used in climate and meteorological models. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 141 :2220–2236, jul 2015. doi : 10.1002/qj.2517. 44
- A. Dai and K. E. Trenberth. Effects of Clouds, Soil Moisture, Precipitation, and Water Vapor on Diurnal Temperature Range. *Journal of Climate*, 12 :2451–1472, 1999. 16, 18
- A. Dai and K. E. Trenberth. The Diurnal Cycle and Its Depiction in the Community Climate System Model. *Journal of Climate*, 17(5) :930–951, March 2004. ISSN 0894-8755. doi : 10.1175/1520-0442(2004)017<0930:TDCAID>2.0.CO;2. URL [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442\(2004\)017<0930:TDCAID>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0442(2004)017<0930:TDCAID>2.0.CO;2). 16
- A. D. Dalmedico. L’essor des mathématiques appliquées aux etats-unis : l’impact de la seconde guerre mondiale. *Revue d’Histoire des Mathématiques*, II(2), 1996. ISSN 01514105, 19696582. 4
- A.D. Dalmedico. History and epistemology of models : Meteorology (1946–1963) as a case study. *Arch. For History of Exact Science*, 55 :395–422, 2001. 4
- A.D Dalmedico and H. Guillemot. Changement climatique : Dynamiques scientifiques, expertise, enjeux géopolitiques. *Sociologie du Travail*, 48(3) :412–432, 2006. ISSN 0038-0296. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.soctra.2006.05.001>. 7
- P. de Rosnay, J. Polcher, M. Bruen, and K. Laval. Impact of a physically based soil water flow and soil-plant interaction representation for modeling large-scale land surface processes. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 107(D11) : ACL 3–1, 2002. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2001JD000634. 34
- J. W. Deardorff. The Counter-Gradient Heat Flux in the Lower Atmosphere and in the Laboratory. *Journal of Atmospheric Sciences*, 23 :503–506, sep 1966. doi : 10.1175/1520-0469(1966)023<0503:TCGHFI>2.0.CO;2. 38

- T. D'Orgeval. Impact du changement climatique sur le cycle de l'eau en Afrique de l'ouest : Modélisation et incertitudes. *PHD Thesis*, page 172, 2006. URL http://dods.ipsl.jussieu.fr/orchidee/WEBORCHIDEE/ANOTER/These_dOrgeval.pdf. 31, 33
- S.-B. Duan, Z.-L. Li, B.-H. Tang, H. Wu, and R. Tang. Direct estimation of land-surface diurnal temperature cycle model parameters from msg-seviri brightness temperatures under clear sky conditions. *Remote Sensing of Environment*, pages 34 – 43, 2014. ISSN 0034-4257. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.rse.2014.04.017>. 13
- N. Ducoudré, K. Laval, and A. Perrier. Sechiba, a new set of parameterizations of the hydrologic exchanges at the land-atmosphere interface within the lmd atmospheric general circulation model. *Journal of Climate*, pages 248–273, 1993. 26, 33
- F. Ducros. La modélisation du climat. *CLEFS CEA*, (47) :16–22, July 2002. 5, 6
- I Durre, J.M. Wallace, and D.P. Lettenmaier. Dependence of extreme daily maximum temperatures on antecedent soil moisture in the contiguous United States during summer. *J. Climate*, 13 :2641–2651, 2000. 20
- D. R. Easterling, B. Horton, P. D. Jones, T. C. Peterson, T. R. Karl, D. E. Parker, M. J. Salinger, V. Razuvayev, N. Plummer, P. Jamason, and C. K. Folland. Maximum and minimum temperature trends for the globe. *Science*, 277 :364 – 367, 1997. 16
- K. A. Emanuel. A Scheme for Representing Cumulus Convection in Large-Scale Models. *Journal of Atmospheric Sciences*, 48 :2313–2329, nov 1991. doi : 10.1175/1520-0469(1991)048<2313:ASFRCC>2.0.CO;2. 39
- O. T. Farouki. The thermal properties of soils in cold regions. *Cold Regions Science and Technology*, 5(1) :67–75, September 1981. ISSN 0165-232X. doi : 10.1016/0165-232X(81)90041-0. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0165232X81900410>. 35
- S. Faroux, A. T. Kaptué Tchuenté, J.-L. Roujean, V. Masson, E. Martin, and P. Le Moigne. ECOCLIMAP-II/Europe : a twofold database of ecosystems and surface parameters at 1 km resolution based on satellite information for use in land surface, meteorological and climate models. *Geoscientific Model Development*, 6 : 563–582, apr 2013. doi : 10.5194/gmd-6-563-2013. 32
- E.M. Fischer, D. Seneviratne, S.I. Lüthi, and C. Schär. The contribution of land–atmosphere coupling to recent European summer heatwaves. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :L06707, 2007a. 20

- E.M. Fischer, S.I. Seneviratne, P.L. Vidale, D. Lüthi, and C. Schär. Soil moisture–atmosphere interactions during the 2003 European summer heatwave. *J. Climate*, 20 :5081–5099, 2007b. [20](#)
- G. Flato, J. Marotzke, B. Abiodun, B. Braconnot, S. C. Chou, W. Collins, P. Cox, F. Driouech, S. Emori, V. Eyring, C. Forest, P. Gleckler, E. Guilyardi, C. Jakob, V. Kattsov, C. Reason, and M. Rummukainen. Evaluation of climate models. *Climate Change 2013 : The Physical Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, pages 741–866, 2013. doi : 10.1017/CBO9781107415324.020. [82](#)
- Fukuda K.a Shimizu T.b Nobunaga M.b Mamsen L.S.c Andersen C.Y. Fukuda, M.a. Climate change is associated with male : Female ratios of fetal deaths and newborn infants in japan. *Fertil. Steril.*, 102 :1364–1370, 2014. [7](#)
- A. Gasparrini, Y. Guo, M. Hashizume, E. Lavigne, A. Zanobetti, J. Schwartz, A. Tobias, S. Tong, J. Rocklöv, B. Forsberg, M. Leone, M. De Sario, M. Bell, Y. L. Guo Leon, C. F. Wu, H. Kan, S. M. Yi, M. Sousa Zanotti Stagliorio Coelho, P. Hilario Nascimento Saldiva, Y. Honda, H. Kim, and A. Armstrong. Mortality risk attributable to high and low ambient temperature : a multicountry observational study. *The Lancet*, 386(9991) :369 – 375, 2015. ISSN 0140-6736. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0140-6736\(14\)62114-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0140-6736(14)62114-0). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0140673614621140>. [7](#)
- P. Gentine, D. Entekhabi, A. Chehbouni, G. Boulet, and B. Duchemin. Analysis of evaporative fraction diurnal behaviour. *Agricultural and Forest Meteorology*, 143(1–2) :13 – 29, 2007. ISSN 0168-1923. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.agrformet.2006.11.002>. [13](#)
- GIEC. Changements climatiques 2013 :Les éléments scientifiques Contribution du Groupe de travail I au cinquième Rapport d'évaluation du Groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat Résumé à l'intention du décideur. 421 :805–806, feb 2013. [14](#), [15](#)
- I. Gouttevin. Contribution à la représentation des hautes latitudes dans un modèle de surface : gel des sols et diagnostics de performances. *PHD Thesis*, page 210, 2013. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00845651/document>. [36](#)
- S. Goyette, O. Brasseur, and M. Beniston. Application of a new wind gust parameterization : Multiscale case studies performed with the Canadian regional climate model. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 108 :4374, jul 2003. doi : 10.1029/2002JD002646. [7](#)
- J. Graff Zivin and M. Neidell. Temperature and the allocation of time : Implications for climate change. *National Bureau of Economic Research (NBER)*, 2013. [7](#)

- J. Y. Grandpeix and J. P. Lafore. A density current parameterization coupled with emanuel's convection scheme. part i : the models. *J. Atmos. Sci.*, 67 :881–897, 2010. doi : <http://dx.doi.org/10.1175/2009JAS3044.1>. 39
- J. Y. Grandpeix, P. Vaughan, and R. Tailleux. Improved mixing representation in emanuel's convection scheme. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130 :3207–3222, 2004. doi : <http://dx.doi.org/10.1256/qj.03.144>. 39
- H. Grenier, H. L. Treut, and T. Fichefet. Ocean-atmosphere interactions and climate drift in a coupled general circulation model. *Climate Dynamics*, 16 :701–717, 2000. doi : 10.1007/s003820000073. 38
- J. Hansen, M. Sato, and R. Ruedy. Long-Term Changes of the Diurnal Temperature Cycle : Implications about mechanisms of Global Climate Change. *Atmos. Res.*, page 175–209, 1995. 16
- J. Hansen, M. Sato, R. Ruedy, K. Lo, D. W. Lea, and M. Medina-Elizade. Global temperature change. *Proceedings of the National Academy of Science*, 103 :14288–14293, sep 2006. doi : 10.1073/pnas.0606291103. 14
- J. Hansen, R. Ruedy, M. Sato, and K. Lo. Global Surface Temperature Change. *Reviews of Geophysics*, 48, dec 2010. doi : 10.1029/2010RG000345. 14
- P.J Hanson and J.F. Weltzin. Drought disturbance from climate change : response of united states forests. *Science of The Total Environment*, 262(3) :205 – 220, 2000. ISSN 0048-9697. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0048-9697\(00\)00523-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0048-9697(00)00523-4). Climate change,Forests and. 145
- F. Hourdin. Etude et simulation numérique de la circulation générale des atmosphères planétaires. *Thèse*, 1992. URL www.lmd.jussieu.fr/~hourdin/these.pdf. 11, 35, 92
- F. Hourdin. Le modèle de circulation atmosphérique global lmdz. *Report*, 2008. URL <http://www.lmd.jussieu.fr/~lmdz/DOCUMENTS/GENERAL/fichelmdz2008.pdf>. 36
- F. Hourdin, I. Musat, S. Bony, P. Braconnot, F. Codron, J.-L. Dufresne, L. Fairhead, M.-A. Filiberti, P. Friedlingstein, J.-Y. Grandpeix, G. Krinner, P. LeVan, Z.-X. Li, and F. Lott. The lmdz4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 27(7) :787–813, 2006a. ISSN 1432-0894. doi : 10.1007/s00382-006-0158-0. 37
- F. Hourdin, I. Musat, S. Bony, P. Braconnot, F. Codron, J.-Louis. Dufresne, L. Fairhead, M.-A. Filiberti, P. Friedlingstein, J.-Y. Grandpeix, G. Krinner, P. LeVan,

- Z.-X. Li, and F. Lott. The lmdz4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 27(7-8) :787–813, 2006b. ISSN 0930-7575. doi : 10.1007/s00382-006-0158-0. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00382-006-0158-0>. 36
- F. Hourdin, J. Y. Grandpeix, C. Rio, S. Bony, A. Jam, F. Cheruy, N. Rochetin, L. Fairhead, A. Idelkadi, I. Musat, J. L. Dufresne, A. Lahellec, M. P. Lefebvre, and R. Roehrig. LMDZ5b : the atmospheric component of the IPSL climate model with revisited parameterizations for clouds and convection. *Climate Dynamics*, 40(9-10) :2193–2222, May 2013b. ISSN 0930-7575, 1432-0894. doi : 10.1007/s00382-012-1343-y. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s00382-012-1343-y>. 37, 39
- F. Hourdin, M. Gueye, B. Diallo, J.-L. Dufresne, L. Menut, B. Marticoréna, G. Siour, and F. Guichard. Parametrization of convective transport in the boundary layer and its impact on the representation of diurnal cycle of wind and dust emissions. *Atmospheric Chemistry & Physics Discussions*, 14 :27425–27458, oct 2014. doi : 10.5194/acpd-14-27425-2014. 41, 42
- IPCC. Fifth assessment report. 2014. 7
- IPCC, S. Solomon, D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K.B. Averyt, M. Tignor, and Miller H.L. IPCC. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. *Cambridge University Press, Cambridge*, 2007. 19
- E. B. Jaeger and S. I. Seneviratne. Impact of soil moisture-atmosphere coupling on European climate extremes and trends in a regional climate model. *Climate Dynamics*, 36 :1919–1939, may 2011. doi : 10.1007/s00382-010-0780-8. 22
- G. M. Jiang, Z. L. Li, and F. Nerry. Land surface emissivity retrieval from combined mid-infrared and thermal infrared data of msg-seviri. *Remote Sensing of Environment*, 105(4) :326 – 340, 2006. ISSN 0034-4257. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.rse.2006.07.015>. 16
- M. Jin and R. E. Dickinson. Interpolation of surface radiative temperature measured from polar orbiting satellites to a diurnal cycle : 1. without clouds. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 104(D2) :2105–2116, 1999. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/1998JD200005. 14
- P. D. Jones, D. H. Lister, T. J. Osborn, C. Harpham, M. Salmon, and C. P. Morice. Hemispheric and large-scale land-surface air temperature variations : An extensive revision and an update to 2010. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 117, mar 2012. doi : 10.1029/2011JD017139. 14

- J. H. Jungclauss, S. J. Lorenz, C. Timmreck, C. H. Reick, V. Brovkin, K. Six, J. Segschneider, M. A. Giorgetta, T. J. Crowley, J. Pongratz, N. A. Krivova, L. E. Vieira, S. K. Solanki, D. Klocke, M. Botzet, M. Esch, V. Gayler, H. Haak, T. J. Raddatz, E. Roeckner, R. Schnur, H. Widmann, M. Claussen, B. Stevens, and J. Marotzke. Climate and carbon-cycle variability over the last millennium. *Climate of the Past*, 6 :723–737, oct 2010. doi : 10.5194/cp-6-723-2010. 14
- T. R. Karl, P.D. Jones, R.W. Knight, G. Kukla, N. Plummer, V. Razuvayev, K.P. Gallo, J. Lindsey, R.J. Charlson, and T.C. Peterson. Asymmetric trends of daily maximum and minimum temperature. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 74 :1007 – 1023, 1993. 16
- G. Kopp and J. L. Lean. A new, lower value of total solar irradiance : Evidence and climate significance. *GRL*, 38 :L01706, jan 2011. doi : 10.1029/2010GL045777. 9
- R. D. Koster, S. P. P. Mahanama, T. J. Yamada, G. Balsamo, A. A. Berg, M. Boisserie, P. A. Dirmeyer, F. J. Doblas-Reyes, G. Drewitt, C. T. Gordon, Z. Guo, J.-H. Jeong, D. M. Lawrence, W.-S. Lee, Z. Li, L. Luo, S. Malyshev, W. J. Merryfield, S. I. Seneviratne, T. Stanelle, B. J. J. M. van den Hurk, F. Vitart, and E. F. Wood. Contribution of land surface initialization to subseasonal forecast skill : First results from a multi-model experiment. *GRL*, 37 :L02402, jan 2010. doi : 10.1029/2009GL041677. 47
- R.D. Koster, Z.C. Guo, P.A. Dirmeyer, G. Bonan, E. Chan, P. Cox, H Davies, C.T. Gordon, S. Kanae, E. Kowalczyk, D. Lawrence, P. Liu, C.H. Lu, S. Malyshev, B. McAvaney, K. Mitchell, D. Mocko, T. Oki, K.W. Oleson, A. Pitman, Y.C. Sud, C.M. Taylor, D. Verseghy, R. Vasic, Y.K. Xue, and T. Yamada. GLACE : The Global Land–Atmosphere Coupling Experiment. Part I : overview. *J. Hydrometeorol.*, 7 :590–610, 2006. 19
- G. Krinner, C. Genthon, Z.-X. Li, and P. Le van. Studies of the Antarctic climate with a stretched-grid general circulation model. *JGR*, 102 :13, jun 1997. doi : 10.1029/96JD03356. 38
- G. Krinner, N. Viovy, N. de Noblet-Ducoudré, J. Ogée, J. Polcher, P. Friedlingstein, P. Ciais, S. Sitch, and I.C. Prentice. A dynamic global vegetation model for studies of the coupled atmosphere-biosphere system. *Global Biogeochemical Cycles*, 19 (1), 2005. ISSN 1944-9224. doi : 10.1029/2003GB002199. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2003GB002199>. GB1015. 27, 29
- G. Kukla and T.R. Karl. Nighttime warming and the green-house effect. *Environ. Sci. Technol.*, 27 :1468–1474, 1993. 16
- P. Kumar, R. Podzun, S. Hagemann, and D. Jacob. Impact of modified soil thermal characteristic on the simulated monsoon climate over south Asia. *Journal of Earth*

- System Science*, 123(1) :151–160, February 2014. ISSN 0253-4126, 0973-774X. doi : 10.1007/s12040-013-0381-0. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s12040-013-0381-0>. 65, 70
- B. Lehner and P. Döll. Development and validation of a global database of lakes, reservoirs and wetlands. *Journal of Hydrology*, 296(1–4) :1 – 22, 2004. ISSN 0022-1694. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.jhydrol.2004.03.028>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022169404001404>. 28
- Horton R.M. Kinney P.L. Li, T. Projections of seasonal patterns in temperature-related deaths for manhattan, new york. *New York. Nat. Clim. Change* 3, pages 717–721, 2013. 7
- X. Liang, E. F. Wood, and D. P. Lettenmaier. Modeling ground heat flux in land surface parameterization schemes. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 104(D8) :9581–9600, 1999. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/98JD02307. URL <http://dx.doi.org/10.1029/98JD02307>. 10
- F. Lohou, L. Kergoat, F. Guichard, A. Boone, B. Cappelaere, J.-M. Cohard, J. Demarty, S. Galle, M. Grippa, C. Peugeot, D. Ramier, C. M. Taylor, and F. Timouk. Surface response to rain events throughout the West African monsoon. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 14 :3883–3898, apr 2014. doi : 10.5194/acp-14-3883-2014. 144
- F. Lott and M. Miller. A new sub-grid scale orographic drag parametrization : its formulation and testing. *Q J R Meteorol Soc*, 123 :101–128, 1997. 37
- J. F. Louis. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere. *Boundary-Layer Meteorology*, 17(2) :187–202, September 1979. ISSN 0006-8314, 1573-1472. doi : 10.1007/BF00117978. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/BF00117978>. 37
- T. R. Loveland, B. C. Reed, and J. F. Brown. Development of a global land cover characteristics database and IGBP DISCover from 1 km AVHRR data. *International Journal of Remote Sensing*, 21 :1303–1330, apr 2000. doi : 10.1080/014311600210191. 28
- A. K. Luhar, P. J. Hurley, and K. N. Rayner. Modelling Near-Surface Low Winds over Land under Stable Conditions : Sensitivity Tests, Flux-Gradient Relationships, and Stability Parameters. *Boundary-Layer Meteorology*, 130(2) :249–274, December 2008. ISSN 0006-8314, 1573-1472. doi : 10.1007/s10546-008-9341-7. URL <http://link.springer.com/article/10.1007/s10546-008-9341-7>. 48
- S. Manabe. Climate and the ocean circulation1. *Monthly Weather Review*, 97 (11) :739–774, November 1969. ISSN 0027-0644. doi : 10.1175/1520-0493(1969)097(0739:CATOC)2.3.CO;2. 33

BIBLIOGRAPHIE

- A. J. McMichael, R. E. Woodruff, and S. Hales. Climate change and human health : present and future risks. *The Lancet*, 367(9513) :859 – 869, 2006. ISSN 0140-6736. doi : [http://dx.doi.org/10.1016/S0140-6736\(06\)68079-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0140-6736(06)68079-3). 7
- G.A. Meehl, C. Tebaldi, and D. Nychka. Changes in frost days in simulations of twentyfirst century climate. *Climate Dynamics*, 23(5) :495–511, 2004. ISSN 0930-7575. doi : 10.1007/s00382-004-0442-9. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00382-004-0442-9>. 141
- D. G. Miralles, A. J. Teuling, C. C. van Heerwaarden, and J. Vilà-Guerau de Arellano. Mega-heatwave temperatures due to combined soil desiccation and atmospheric heat accumulation. *Nature Geoscience*, 7 :345–349, may 2014. doi : 10.1038/ngeo2141. 142
- M. Monsi and T. Saeki. Über den Lichtfaktor in den Pflanzengesellschaften und seine Bedeutung für die Stoffproduktion. *Japanese Journal of Botany*, pages 22–52, 1953. 29
- J. Morcrette. Radiation and cloud radiative properties in the european centre for medium range weather forecasts forecasting system. *Journal of Geophysical Researches*, 96 :9121–9132, 1991. 37
- Y. Mualem. A new model for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated porous media. *Water Resources Research*, 12(3) :513–522, 1976. ISSN 1944-7973. doi : 10.1029/WR012i003p00513. URL <http://dx.doi.org/10.1029/WR012i003p00513>. 30
- B. Mueller and S. I. Seneviratne. Systematic land climate and evapotranspiration biases in CMIP5 simulations. *GRL*, 41 :128–134, jan 2014. doi : 10.1002/2013GL058055. 21
- T. Murray and A. Verhoef. Moving towards a more mechanistic approach in the determination of soil heat flux from remote measurements : I. A universal approach to calculate thermal inertia. *Agricultural and Forest Meteorology*, 147(1–2) :80–87, November 2007. ISSN 0168-1923. doi : 10.1016/j.agrformet.2007.07.004. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168192307001724>. 64
- K. Naudts, J. Ryder, M. J. McGrath, J. Otto, Y. Chen, A. Valade, V. Bellasen, G. Berhongaray, G. Bönisch, M. Campioli, J. Ghattas, T. De Groote, V. Haverd, J. Kattge, N. MacBean, F. Maignan, P. Merilä, J. Penuelas, P. Peylin, B. Pinty, H. Pretzsch, E. D. Schulze, D. Solyga, N. Vuichard, Y. Yan, and S. Luyssaert. A vertically discretised canopy description for ORCHIDEE (SVN r2290) and the

- modifications to the energy, water and carbon fluxes. *Geoscientific Model Development Discussions*, 7 :8565–8647, dec 2014. doi : 10.5194/gmdd-7-8565-2014. 30
- Hulme M. New, M. and P. D. Jones. Representing twentieth century space-time climate variability. Part II : Development of 1901 – 1996 monthly grids of terrestrial surface climate. *J. Clim.*, 13 :2217 – 2238, 2000. 16
- J. A. Patz, D. Campbell-Lendrum, T. Holloway, and J. A. Foley. Impact of regional climate change on human health. *Nature*, 438 :310–317, nov 2005. doi : 10.1038/nature04188. 141
- G. S. Poulos, W. Blumen, D. C. Fritts, J. K. Lundquist, J. Sun, S. P. Burns, C. Nappo, R. Banta, R. Newsom, J. Cuxart, E. Terradellas, B. Balsley, and M. Jensen. CASES-99 : A Comprehensive Investigation of the Stable Nocturnal Boundary Layer. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 83 :555–581, apr 2002. doi : 10.1175/1520-0477(2002)083<0555:CACIOT>2.3.CO;2. 46
- C. A. Reynolds, T. J. Jackson, and W. J. Rawls. Estimating available water content by linking the fao soil map of the world with global soil profile databases and pedo-transfer functions. *AGU*, 80, 1999. 28
- L. A. Richards. Capillary Conduction of Liquids Through Porous Mediums. *Physics*, 1 :318–333, nov 1931. doi : 10.1063/1.1745010. 34
- D. Rind, R. Goldberg, J. Hansen, C. Rosenzweig, and R. Ruedy. Potential evapotranspiration and the likelihood of future drought. *JGR*, 95 :9983–10, jun 1990. doi : 10.1029/JD095iD07p09983. 145
- C. Rio and F. Hourdin. A thermal plume model for the convective boundary layer : representation of cumulus clouds. *Journal of Atmospheric Science*, 65 :407–425, 2008. doi : http://dx.doi.org/10.1175/2007JAS2256.1. 39
- C. Rio, F. Hourdin, J.-Y. Grandpeix, and J.-P. Lafore. Shifting the diurnal cycle of parameterized deep convection over land. *GRL*, 36 :L07809, apr 2009. doi : 10.1029/2008GL036779. 16
- R. Sadourny and K. Laval. January and July performance of the LMD general circulation model. *New perspectives in Climate Modeling*, page 173–197, 1984. 36
- C. Schär, P. L. Vidale, D. Lüthi, C. Frei, C. Häberli, M. A. Liniger, and C. Appenzeller. The role of increasing temperature variability in european summer heatwaves. *Nature*, 427 :332–336, jan 2004. 7

- P. J. Sellers, R. E. Dickinson, D. A. Randall, A. K. Betts, F. G. Hall, J. A. Berry, G. J. Collatz, A. S. Denning, H. A. Mooney, C. A. Nobre, N. Sato, C. B. Field, and A. Henderson-Sellers. Modeling the exchanges of energy, water, and carbon between continents and the atmosphere. *Science*, 275(5299) :502–509, 1997. doi : 10.1126/science.275.5299.502. 6
- S. I. Seneviratne, T. Corti, E. L. Davin, M. Hirschi, E. B. Jaeger, I. Lehner, B. Orlowsky, and A. J. Teuling. Investigating soil moisture-climate interactions in a changing climate : A review. *Earth Science Reviews*, 99 :125–161, May 2010. doi : 10.1016/j.earscirev.2010.02.004. 9, 19, 20, 132, 134
- S.I. Seneviratne, D. Lüthi, M. Litschi, and C. Schär. Land–atmosphere coupling and climate change in Europe. *Nature*, 443 :205–209, 2006. 19, 21
- A. P. Siebesma, C. Jakob, G. Lenderink, R. A. J. Neggers, J. Teixeira, E. Van Meijgaard, J. Calvo, A. Chlond, H. Grenier, C. Jones, M. Köhler, H. Kitagawa, P. Marquet, A. P. Lock, F. Müller, D. Olmeda, and C. Severijns. Cloud representation in general-circulation models over the northern pacific ocean : A eurocs intercomparison study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 130(604) :3245–3267, 2004. ISSN 1477-870X. doi : 10.1256/qj.03.146. URL <http://dx.doi.org/10.1256/qj.03.146>. 44
- S. Sitch, B. Smith, I. C. Prentice, A. Arneth, A. Bondeau, W. Cramer, J. O. Kaplan, S. Levis, W. Lucht, M. T. Sykes, K. Thonicke, and S. Venevsky. Evaluation of ecosystem dynamics, plant geography and terrestrial carbon cycling in the lpj dynamic global vegetation model. *Global Change Biology*, 9(2) :161–185, 2003. ISSN 1365-2486. doi : 10.1046/j.1365-2486.2003.00569.x. URL <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-2486.2003.00569.x>. 29
- J. A. Sobrino and M. H. El Kharraz. Combining afternoon and morning noaa satellites for thermal inertia estimation : 1. algorithm and its testing with hydrologic atmospheric pilot experiment-sahel data. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 104(D8) :9445–9453, 1999. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/1998JD200109. URL <http://dx.doi.org/10.1029/1998JD200109>. 16
- D. A. Stone and A. J. Weaver. Daily maximum and minimum temperature trends in a climate model. *Geophys. Res. Lett.*, 2002. doi : doi:10.1029/2001GL014556. 16
- D. Sun and R. T. Pinker. Estimation of land surface temperature from a geostationary operational environmental satellite (goes-8). *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 108(D11), 2003. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2002JD002422. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2002JD002422>. 16

- D. Sun, R. T. Pinker, and M. Kafatos. Diurnal temperature range over the united states : A satellite view. *Geophysical Research Letters*, 33(5), 2006. ISSN 1944-8007. doi : 10.1029/2005GL024780. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2005GL024780>. 16
- L. Tabiana, F. Gemenne, and A. Magnan. Anticiper pour s'adapter : le nouvel enjeu du changement climatique. *Pearson Education France*, 2010. 7
- C. M. Taylor, A. Gounou, F. Guichard, P. P. Harris, R. J. Ellis, F. Couvreur, and M. de Kauwe. Frequency of Sahelian storm initiation enhanced over mesoscale soil-moisture patterns. *Nature Geoscience*, 4 :430–433, jul 2011. doi : 10.1038/ngeo1173. 143
- K. E. Taylor, R. J. Stouffer, and G. A. Meehl. An overview of CMIP5 and the experiment design. *bulletin american meteorological society*, 93(4) :485–498, April 2012. doi : 10.1175/BAMS-D-11-00094.1. 82
- U. Ulbrich, A. H. Fink, M. Klawe, and J. G. Pinto. Three extreme storms over Europe in December 1999. *Weather*, 56 :70–80, mar 2001. doi : 10.1002/j.1477-8696.2001.tb06540.x. 7
- Van-Genuchten. A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. *Soil Science Society of America*, 40(5) :892–898, 1980. ISSN 1944-7973. URL http://www.ars.usda.gov/sp2UserFiles/Place/20360500/pdf_pubs/P0682.pdf. 30
- W.R. Van Wijk and D.A. De Vries. Periodic temperature variations in a homogenous soil. *Physics of Plant Environment*, 1963. 95
- T.H. Vonder-Haar and A.H. Oort. New estimate of annual poleward energy transport by northern hemisphere oceans. *Journal of Physical Oceanography*, 3(2) : 169–172, 1973. 6
- C. J. Vörösmarty, P. Green, J. Salisbury, and R. B. Lammers. Global Water Resources : Vulnerability from Climate Change and Population Growth. *Science*, 289 :284–288, jul 2000. doi : 10.1126/science.289.5477.284. 28
- R. S. Vose, D.R. Easterling, and B. Gleason. Maximum and minimum temperature trends for the globe : An update through 2004. *Geophys. Res. Lett.*, 32, 2005. 16, 17
- S. L. Wakelin, Y. Artioli, M. Butenschön, J. I. Allen, and J. T. Holt. Modelling the combined impacts of climate change and direct anthropogenic drivers on the ecosystem of the northwest european continental shelf. *Journal of Marine Systems*, 152 :51 – 63, 2015. ISSN 0924-7963. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.jmarsys.2015.07.006>. 7

- Z. Wan. New refinements and validation of the collection-6 {MODIS} land-surface temperature/emissivity product. *Remote Sensing of Environment*, 140 :36 – 45, 2014. ISSN 0034-4257. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.rse.2013.08.027>. 13, 14
- F. Wang, F. Cheruy, and J. L. Dufresne. The improvement of soil thermodynamics and its effects on land surface meteorology in the ipsl climate model. *Geoscience Model Development*, 2015. ISSN 0253-4126, 0973-774X. 35, 126, 133
- H. Wang, S. Zhou, X. Li, H. Lui, D. Chi, and K. Xu. The influence of climate change and human activities on ecosystem service value. *Ecological Engineering*, 87 :224 – 239, 2016. 7, 142
- J. Wang, R. L. Bras, G. Sivandran, and R. G. Knox. A simple method for the estimation of thermal inertia. *GRL*, 37 :L05404, mar 2010. doi : 10.1029/2009GL041851. 67
- G. P. Weedon, S. Gomes, P. Viterbo, W. J. Shuttleworth, E. Blyth, H. Österle, J. C. Adam, N. Bellouin, O. Boucher, and M. Best. Creation of the WATCH Forcing Data and Its Use to Assess Global and Regional Reference Crop Evaporation over Land during the Twentieth Century. *Journal of Hydrometeorology*, 12(5) : 823–848, March 2011. ISSN 1525-755X. doi : 10.1175/2011JHM1369.1. URL <http://dx.doi.org/10.1175/2011JHM1369.1>. 48
- K. B. Wilson, D. D. Baldocchi, M. Aubinet, P. Berbigier, C. Bernhofer, H. Dolman, E. Falge, C. Field, A. Goldstein, A. Granier, A. Grelle, T. Halldor, D. Hollinger, G. Katul, B. E. Law, A. Lindroth, T. Meyers, J. Moncrieff, R. Monson, W. Oechel, J. Tenhunen, R. Valentini, S. Verma, T. Vesala, and S. Wofsy. Energy partitioning between latent and sensible heat flux during the warm season at FLUXNET sites. *Water Resources Research*, 38 :30–1, December 2002. doi : 10.1029/2001WR000989. 13
- X. Wu, Y Lu, S. Zhou, L. Chen, and B. Xu. Impact of climate change on human infectious diseases : Empirical evidence and human adaptation. *Environment International*, 86 :14 – 23, 2016. ISSN 0160-4120. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.envint.2015.09.007>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0160412015300489>. 7
- M. Yamada. Simulations of nocturnal drainage flows by a q2l turbulence closure model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40 :91–106, 1983. doi : 10.1175/1520-0469(1983)040(0091:SONDFB)2.0.CO;2. 39, 40
- G. Y. Yang and J. Slingo. The Diurnal Cycle in the Tropics. *Monthly Weather Review*, 129(4) :784–801, April 2001. ISSN 0027-0644. doi : 10.1175/1520-0493(2001)129<0784:TDCITT>2.0.CO;2. URL [http://dx.doi.org/10.1175/1520-0493\(2001\)129<0784:TDCITT>2.0.CO;2](http://dx.doi.org/10.1175/1520-0493(2001)129<0784:TDCITT>2.0.CO;2). 14

- Y. Yang, M. Uddstrom, and M. Duncan. Effects of short spin-up periods on soil moisture simulation and the causes over new zealand. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 116(D24) :n/a–n/a, 2011. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2011JD016121. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2011JD016121>. 48
- Z. L. Yang, R. E. Dickinson, A. Henderson-Sellers, and A. J. Pitman. Preliminary study of spin-up processes in land surface models with the first stage data of project for intercomparison of land surface parameterization schemes phase 1(a). *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 100(D8) :16553–16578, 1995. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/95JD01076. URL <http://dx.doi.org/10.1029/95JD01076>. 48
- W. Zhan, Y. Chen, J. Voogt, J. Zhou, J. Wang, W. Liu, and W. Ma. Interpolating diurnal surface temperatures of an urban facet using sporadic thermal observations. *Building and Environment*, 57 :239 – 252, 2012. ISSN 0360-1323. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.buildenv.2012.05.005>. 14
- W. Zhao, Z.-L. Li, H. Wu, B.-H. Tang, X. Zhang, X. Song, and G. Zhou. Determination of bare surface soil moisture from combined temporal evolution of land surface temperature and net surface shortwave radiation. *Hydrological Processes*, 27 :2825–2833, sep 2013. doi : 10.1002/hyp.9410. 16
- L. Zhou, R. E. Dickinson, Y. Tian, J. Fang, Q. Li, R. K. Koufmann, C. J. Tucker, and R. B. Myneni. Evidence for a significant urbanization effect on climate in china. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 101(26) :9540–9544, 2004. doi : 10.1073/pnas.0400357101. URL <http://www.pnas.org/content/101/26/9540.abstract>. 16
- L. Zhou, R. E. Dickinson, Y. Tian, R. S. Vose, and Y. Dai. Impact of vegetation removal and soil aridation on diurnal temperature range in a semiarid region : Application to the sahel. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 104 (46) :17937–17942, 2007. doi : 10.1073/pnas.0700290104. 16
- L. Zhou, A. Dai, Y. Dai, R. Vose, C. Z. Zou, Y. Tian, and H. Chen. Spatial dependence of diurnal temperature range trends on precipitation from 1950 to 2004. *Climate Dynamics*, 32(2-3) :429–440, 2009. ISSN 0930-7575. doi : 10.1007/s00382-008-0387-5. 18
- L. Zobler. A world soil file for global climate modeling. *Technical report*, NASA tech.Memo. 87802, 1986. 30

A.1 Phase 1b du cas DICE

Afin de représenter les effets de l'advection de masse d'air sur le site d'étude, et de maintenir les profils atmosphériques proches des profils des sondes locales, des forçages atmosphériques de grande échelle variant en fonction de l'altitude et du temps sont imposés. Ils incluent l'advection horizontale de température et d'humidité, l'advection horizontale du moment zonal et méridional, la vitesse verticale du vent ainsi que le vent géostrophique zonal et méridional, considéré uniforme sur la verticale.

Étant donné le rôle du vent sur le cycle diurne de la température, la relaxation vers un profil de vent observé n'est pas prise en compte dans le cas DICE.

Par ailleurs, les simulations de modèle d'atmosphère forcé requièrent des forçages par des flux de surface. Ces derniers sont fournis à un pas de temps de 30 minutes et comprennent : les flux sensibles et latent, le flux radiatif infrarouge remontant de la surface. Il est imposé au modèle par le biais de la température de surface observée. Et enfin, le flux solaire remontant de la surface, imposé avec un albédo prescrit à une valeur égale à 0.22. La vitesse de friction u^* est aussi prescrite lors du calcul du coefficient de frottement dynamique C_d suivant la formule :

$$\sqrt{C_d} = u^* / \text{vent} \quad (\text{A.1})$$

L'état initial atmosphérique est prescrit par les profil initiaux suivants :

- Température potentielle " θ "
- Humidité spécifique " q_v "
- vent zonal et méridional " u " et " v " respectivement
- pression " p_f "
- Ozone

Résultats

La température de surface simulée par le modèle d'atmosphère forcé par des flux de surface est représentée dans la figure [A.1,\(a\)](#).

Son profil est très différent du profil de température observé, avec une sous-estimation importante durant le jour (environ 5^{circ}), et des chutes de température

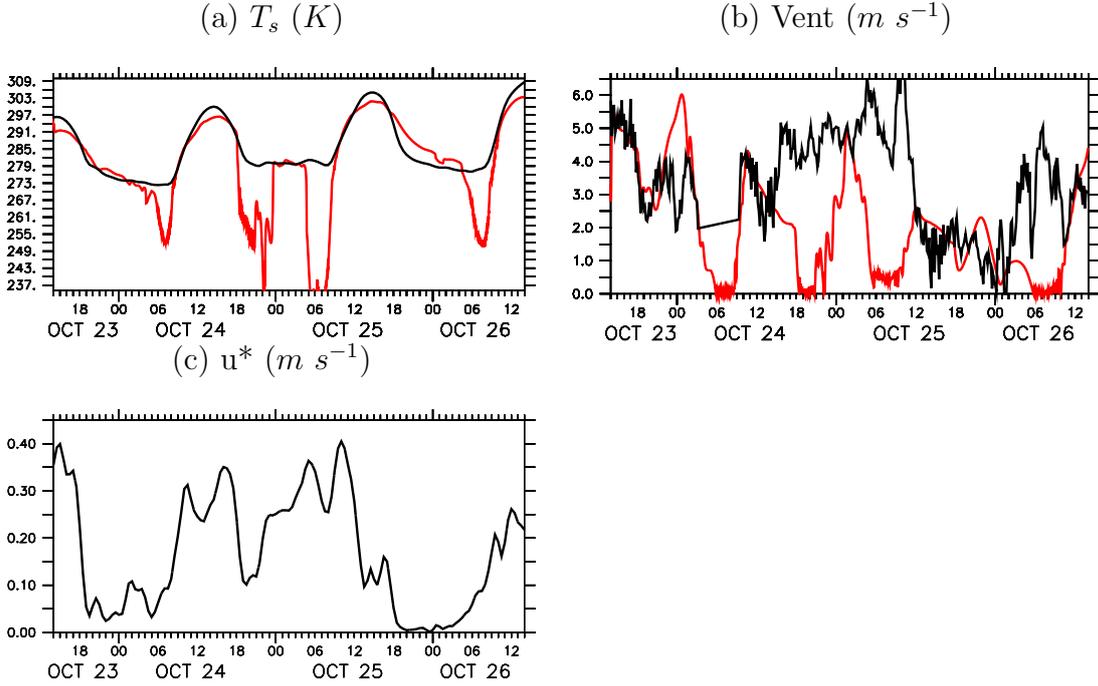


FIGURE A.1 – Evolution temporelle de (a) la température de surface, (b) du vent à 10, et (c) de la vitesse de friction dans les simulation d’atmosphère forcée du cas DICE (courbe rouge) et les observations (courbe noire).

extrêmes lors des transitions entre le jour et la nuit le 24 octobre à 6 h et à 18 h, et le 25 et 26 octobre à 6 h. Ces fortes chutes de température de surface s’accompagnent de très fortes chutes du vent (cf. figure A.1,(b)), avec des valeurs avoisinant $0 m s^{-1}$.

De tels résultats démontrent un problème inhérent à la mise en place de la simulation. Dans notre cas, l’utilisation du flux sensible en tant que forçage, ainsi que la prescription de la vitesse de frottement u^* sont en cause.

La prescription de la vitesse de frottement permet le calcul du coefficient de frottement dynamique C_{dm} grâce à l’équation A.1. Si le vent atteint des valeurs très faibles (ce qui est le cas en début et en fin de journée (6h pour le 24, le 25 et le 26 octobre, et 18h pour le 24 octobre figure A.1(b)) alors que la force de frottement u^* prescrite correspond à une situation durant laquelle le vent est plus élevé (cf. figure A.1(c)), alors, la valeur du coefficient de frottement C_{dm} est amplifiée (cf. équation A.1), conduisant à une rétroaction positive sur la chute du vent.

Par ailleurs, le flux sensible dépend du vent, du coefficient de frottement et de la différence entre la température de surface et de l’air ($H = VC_d C_p (T_s - T_{air})$). Si le flux sensible est un forçage du modèle, alors une forte sous-estimation du vent entraîne un ajustement de la température de surface. Sa valeur va fortement chuter permettant l’augmentation de la différence $T_s - T_{air}$, et la satisfaction de la contrainte de flux sensible imposé.

Il découle de cela que le modèle d’atmosphère forcé par des flux de surface, tel

ANNEXE A. ANNEXES

qu'il est mis en place dans le cas DICE ne peut être utilisé comme outil permettant d'analyser la température de surface.

