



HAL
open science

Apport des observations par lidar spatial pour comprendre l'effet radiatif des nuages dans l'infrarouge

Thibault Vaillant de Guélis

► **To cite this version:**

Thibault Vaillant de Guélis. Apport des observations par lidar spatial pour comprendre l'effet radiatif des nuages dans l'infrarouge. Météorologie. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017. Français. NNT : 2017PA066580 . tel-01760630v2

HAL Id: tel-01760630

<https://theses.hal.science/tel-01760630v2>

Submitted on 8 Nov 2018

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.

UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE
ÉCOLE DOCTORALE
DES SCIENCES DE L'ENVIRONNEMENT D'ÎLE-DE-FRANCE

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

dans la spécialité

« PHYSIQUE DE L'ATMOSPHERE »

présentée par

Thibault Vaillant de Guélis

Apport des observations par lidar spatial pour
comprendre l'effet radiatif des nuages dans l'infrarouge

Thèse soutenue le 9 novembre 2017 devant le jury composé de :

<i>Mme</i>	HÉLÈNE CHEPFER	Professeur, UPMC/LMD, FR	Directrice
<i>M.</i>	DAVID P. DONOVAN	Senior Scientist, KNMI, NL	Rapporteur
<i>M.</i>	PHILIPPE DUBUISSON	Professeur, Université Lille/LOA, FR	Examineur
<i>M.</i>	VINCENT NOEL	Chargé de Recherche, CNRS/LA, FR	Co-directeur
<i>Mme</i>	LAURENCE PICON	Professeur, UPMC/LMD, FR	Présidente
<i>M.</i>	RÉMY ROCA	Directeur de Recherche, CNRS/LEGOS, FR	Rapporteur
<i>Mme</i>	YOKO TSUSHIMA	Senior Scientist, Met Office, UK	Examinatrice
<i>M.</i>	DAVID M. WINKER	Senior Scientist, NASA LaRC, US	Examineur

Thèse préparée au Laboratoire de Météorologie Dynamique
Institut Pierre-Simon Laplace
École polytechnique

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Hélène Chepfer et Vincent Noel de m'avoir permis d'effectuer ma thèse au Laboratoire de Météorologie Dynamique. Je les remercie également pour leur encadrement durant ces trois années.

Je souhaite également remercier Vincent Cass   et Philippe Drobinski qui ont successivement assuré la direction du laboratoire pendant mon séjour. Un grand merci aussi à tous les membres du personnel administratif et informatique qui m'ont permis de faire mes recherches dans de bonnes conditions.

Je remercie David Donovan et Rémy Roca d'avoir accepté d'être les rapporteurs de mon manuscrit et d'avoir pris le temps de l'examiner en détail. Je tiens également à remercier Laurence Picon d'avoir accepté de présider mon jury de thèse. Merci à l'ensemble des membres du jury pour leurs remarques pertinentes.

Merci    Philippe Keckhut et Rémy Roca, membres de mon comité de thèse, pour leurs conseils avisés.

Je tiens à remercier chaleureusement les membres de l'équipe « Nuages » avec qui j'ai travaillé : Hélène Chepfer, Vincent Noel, Mathieu Reverdy, Adrien Lacour, Rodrigo Guzman, Meriem Chakroun, Patrick Raberanto, Artem Feofilov et Corinne Evesque. Merci tout particulièrement à Vincent pour toutes ses astuces et conseils informatiques et un immense merci à Rodrigo pour nos longues discussions scientifiques et pour son aide répétée.

Je suis très reconnaissant à tous les chercheurs qui ont accepté de m'accorder de leur temps pour répondre à mes questions. Je remercie particulièrement Riwal Plougonven, Philippe Dubuisson, Jean-Louis Dufresne et Michel Capderou.

Merci aux personnes qui ont partagé le même bureau que moi : Aurélie, Natacha, Géraldine, Jean, Adrien, Xudong, Eivind et Marwa. Je garde en mémoire les bons moments que nous y avons passés. Merci également à tous ceux qui ont rendu ces années au laboratoire très agréables, que ce soit lors de matchs de foot ou autour d'une bière : Trung, Bastien, Nicolas, Fuxing, Aurore, Léo, Artemis, Olivier, Marko, Ariel, Sara, Ségolène, Bénédicte, Charles, Laurent, Aurélien, Camill, Jordi, Julio...

Mes remerciements vont également à tous mes amis qui m'ont soutenu et qui m'ont beaucoup aidé dans les préparatifs de mon mariage, ce qui m'a permis de finir sereinement la rédaction de mon manuscrit. En particulier, je remercie mes témoins : Camille, Jean-Sébastien, Nicolas, Pierre et Matthieu ; et toute la bande des *Of c'Ours*. Merci à ma promo du master MPT et à mes coloc' d'  cole d'ingénieur de m'avoir supporté et de m'avoir aidé dans mon orientation professionnelle.

Merci à tous ceux qui, depuis mon plus jeune âge, ont su éveiller ma curiosité et m'ont transmis leur goût pour les sciences.

Enfin, merci à ma famille et ma belle-famille pour leur soutien. Un immense merci à mon épouse, Jessica, pour tous ses encouragements durant ces trois années, pour avoir pris en charge l'organisation de notre mariage de façon à me permettre de finir ma thèse dans de bonnes conditions, pour tous ses conseils relatifs à mon travail, pour ses explications de calculs mathématiques et pour avoir, sans faiblir, écouté une bonne dizaine de mes répétitions de soutenance. Merci !

À la mémoire de mon grand-père.

*À ma petite sœur,
pour son courage.*

« Quand les peuples pourront librement se comprendre, ils cesseront de se détester. »

Ludwik Lejzer Zamenhof

« Zamenhof (Lejzer Ludwik), médecin et linguiste polonais, né à Bialystok (1850-1917). On lui doit l'invention de l'espéranto. Tout le monde s'en fout et c'est dommage. Quand on sait qu'à la base de tous les conflits, de toutes les haines, de toutes les guerres, de tous les racismes, il y a la peur de l'Autre, c'est-à-dire de celui qui ne s'habille pas comme moi, qui ne chante pas comme moi, qui ne danse pas comme moi, qui ne prie pas comme moi, qui ne parle pas comme moi; quand on sait ces choses, dis-je, on est en droit de se demander si, par-dessus les têtes couronnées des potentats abscons qui nous poussent au massacre tous les quatre printemps, l'usage d'une langue universelle ne saurait pas nous aider à résoudre nos litiges et à tolérer nos différences avant l'heure imbécile du fusil qu'on décroche et du clairon qui pouète. Enfin. Bon. Utopie. »

Pierre Desproges

Table des matières

Introduction	1
1 Contexte	5
1.1 Bilan radiatif et nuages	6
1.2 Mécanismes de rétroactions nuageuses	14
1.3 Observations des nuages pour mieux comprendre leurs rétroactions	18
1.4 Questions scientifiques abordées dans cette thèse	22
2 Outils	25
2.1 Observation de la distribution verticale des nuages par lidar spatial	26
2.2 Observation du rayonnement infrarouge par radiomètre spatial	35
2.3 Modélisation du rayonnement infrarouge traversant un nuage	39
2.4 Représentation des nuages dans les modèles de climat	42
3 Effet radiatif infrarouge des nuages à partir de mesures par lidar spatial	45
3.1 Températures radiatives des nuages opaques et fins	46
3.2 Flux infrarouge au sommet de l'atmosphère	52
3.3 Contributions des nuages opaques et fins à l'effet radiatif des nuages	57
3.4 Discussion	65
3.5 Conclusion	68
4 Décomposition des variations temporelles de l'effet radiatif infrarouge des nuages observées durant la dernière décennie	71
4.1 Méthode	72
4.2 Validation de la méthode : décomposition de la variation du CRE durant un évènement El Niño	74
4.3 Décomposition des variations temporelles du CRE observées de 2008 à 2015	78
4.4 Conclusion	83
5 Contrainte observationnelle sur la modélisation de l'effet radiatif infrarouge des nuages dans les modèles de climat : implications pour les rétroactions nuageuses	85
5.1 Contributions des nuages opaques et fins au CRE simulé	86

5.2	Décomposition des variations temporelles du CRE simulées de 2008 à 2014	92
5.3	Décomposition des rétroactions nuageuses simulées	96
5.4	Conclusion	100
	Conclusions et perspectives	101
	Annexes	105
A	Physique du rayonnement et des nuages	107
B	Mesures spatiales du rayonnement et des nuages	121
C	Informations complémentaires à l'expression du CRE dérivé d'observations par lidar	129
D	Publication I : <i>The link between outgoing longwave radiation and the altitude at which a spaceborne lidar beam is fully attenuated</i> dans <i>Atmospheric Measurement Techniques</i>	145
E	Publication II : <i>Using space lidar observations to decompose longwave cloud radiative effect variations over the last decade</i> dans <i>Geophysical Research Letters</i>	173
	Liste des abréviations	201
	Liste des notations	203
	Bibliographie	205

Introduction

Les nuages sont souvent vus comme la clé de voûte du cycle de l'eau. Sans nuages, il n'y aurait presque pas de transferts de l'eau entre océans et surfaces continentales. Les lacs, les rivières et les nappes phréatiques tels que nous les connaissons n'existeraient pas. Mais les nuages ont également un rôle majeur dans un autre cycle : le cycle de l'énergie. En effet, les nuages transportent de l'énergie sous forme de chaleur latente lors des changements d'états des particules d'eau qui les composent ; mais surtout, ils contrôlent en partie les rayonnements thermiques reçus du Soleil et émis par la planète (p. ex. RAMANATHAN et al., 1989). Comme ils recouvrent environ 70 % de la planète (p. ex. STUBENRAUCH et al., 2013), leur rôle dans ce cycle est important.

La température moyenne annuelle de la surface de notre planète résulte d'un équilibre entre les gains et les pertes d'énergie à la surface (FOURIER, 1824). Cet équilibre à la surface est conditionné par l'équilibre radiatif au sommet de l'atmosphère ; le transfert d'énergie par rayonnement étant le seul mode d'échange d'énergie possible entre la Terre et l'espace. Puisque les nuages contrôlent en partie ces échanges de rayonnement, leur présence impacte la température moyenne de la planète.

D'une année à l'autre, la température de surface ne reste pas parfaitement constante. Les variations *interannuelles* de la température moyenne à la surface de la Terre ont des origines *internes*, essentiellement liées aux interactions entre les composantes du *système climatique* (atmosphère, océan, cryosphère, hydrosphère et biosphère). Ces variations sont pilotées par des *modes de variabilité*, en particulier l'Oscillation australe–El Niño et l'Oscillation Nord–Atlantique (WALKER, 1923, 1928). Elles se révèlent très bien aux échelles de temps des séries temporelles d'observations satellites (température de surface, flux radiatifs au sommet de l'atmosphère, etc.) actuellement disponibles (20–30 ans). C'est ce que l'on nomme la *variabilité interne* du climat.

Ces variations sont à distinguer du réchauffement climatique global causé par les émissions anthropiques de gaz à effet de serre (5^e rapport du GIEC¹ ; STOCKER et al., 2013). L'augmentation de la concentration de ces gaz dans l'atmosphère altère l'équilibre radiatif en son sommet. Ce déséquilibre, appelé *forçage radiatif externe*,

1. Groupe d'experts Intergouvernemental sur l'Évolution du Climat

affecte la température moyenne de surface, qui s'élève de manière à ramener le système climatique vers un nouvel état d'équilibre. Dans le même temps, le réchauffement de la température de surface influe sur d'autres variables climatiques (p. ex. les nuages) qui, par des mécanismes internes, tendent à amplifier ou inhiber le déséquilibre radiatif initial. Cette *réponse radiative* affecte à son tour le changement de la température de surface. Ces mécanismes, appelés *rétroactions climatiques* (HANSEN et al., 1984), amplifient le réchauffement s'ils sont positifs, l'atténuent s'ils sont négatifs. Les changements des variables climatiques liés au réchauffement climatique global se font généralement sur des échelles de temps assez longues (≈ 100 ans). Ils sont alors bien souvent difficiles à distinguer de la variabilité interne dans les séries temporelles d'observations satellites actuelles qui sont, soit trop courtes, soit pas assez stables et précises (WIELICKI et al., 2013).

Les *modèles numériques du climat* cherchent, entre autre, à prédire l'évolution de la température de surface en tenant compte des *rétroactions climatiques* dans leurs simulations. La principale cause de l'incertitude sur cette prédiction — évaluée en terme d'écart entre les résultats obtenus par les différents modèles à travers le monde — concerne les *rétroactions des nuages*. L'évolution des nuages dans un contexte de réchauffement climatique, affecte la quantité de rayonnement solaire qui est renvoyée vers l'espace et la quantité de rayonnement émis par la Terre qui est maintenue dans le système climatique. La figure 1, tirée de ZELINKA et al. (2016), montre, pour un ensemble de modèles, la valeur des *rétroactions nuageuses* (« Total ») décomposées en contributions dues aux changements de trois propriétés nuageuses (couverture, altitude et épaisseur optique) en réponse au forçage radiatif externe. L'incertitude liée aux *rétroactions nuageuses* sur le rayonnement solaire (bleu) et sur le rayonnement émis par la Terre (rouge) est importante. Celle concernant le rayonnement solaire est principalement due aux *rétroactions* liées aux changements de la couverture des nuages (« Amount »), celle concernant le rayonnement émis par la Terre aux *rétroactions* liées aux changements d'altitude des nuages (« Altitude »).

Pour chercher à mieux comprendre les mécanismes de *rétroactions nuageuses* et améliorer leur représentation dans les modèles de climat, une méthodologie consiste à construire des modèles simples du transfert radiatif dans l'atmosphère en présence de nuages, qui dépendent de quelques propriétés nuageuses fondamentales pouvant être observées et simulées. Ces modèles conceptuels permettent d'identifier les mécanismes physiques fondamentaux en jeu dans les *rétroactions nuageuses*, tout en définissant un cadre de travail applicable à la fois aux observations et aux simulations, ce qui permet une comparaison directe. Dans le domaine du rayonnement solaire, TAYLOR et al. (2007) ont proposé un modèle simple impliquant la couverture nuageuse et l'épaisseur optique des nuages. Ils indiquent que la conception de ce type de modèle conceptuel dans le domaine du rayonnement émis par la Terre est plus difficile car, contrairement au rayonnement solaire, le rayonnement émis par la Terre au sommet de l'atmosphère est aussi sensible à la distribution verticale

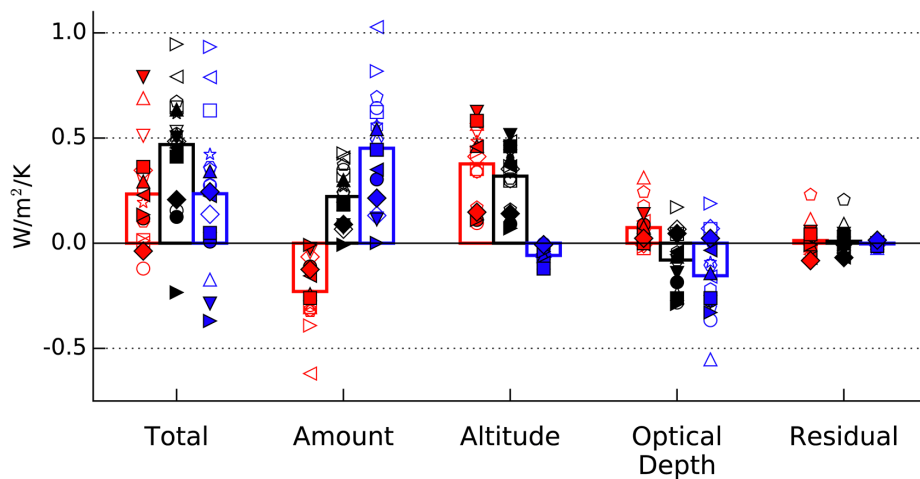


FIGURE 1 : Moyennes globales des rétroactions nuageuses LW (rouge), SW (bleu) et nettes (noir) décomposées en contributions dues aux changements de quantité (couverture), altitude et épaisseur optique des nuages et un terme de résidus. Chaque symbole représente le résultat d'un modèle de climat différent et la moyenne multi-modèles est représentée par les barres. Source : Figure 1a dans ZELINKA et al. (2016).

des nuages. Le principal défi à l'obtention d'un modèle conceptuel dans le domaine du rayonnement émis par la Terre est donc de résumer la distribution verticale des nuages en un nombre limité de propriétés nuageuses — afin que le modèle conceptuel reste suffisamment simple — qui soient observables avec précision et stabilité et qui puissent être simulées dans les modèles de climat.

On dispose aujourd'hui de plus de dix ans d'observations précises et stables de la distribution verticale des nuages effectuées par le lidar spatial CALIOP (*Cloud–Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization*; WINKER et al., 2004). Ces observations peuvent être simulées dans les modèles numériques du climat grâce à des simulateurs d'*observables*. Ces observations de télédétection *active* pourraient alors permettre de dégager une propriété nuageuse résumant la distribution verticale des nuages nécessaire à l'élaboration d'un modèle conceptuel dans le domaine du rayonnement émis par la Terre.

Nous proposons dans cette thèse de construire ce modèle simple à l'aide d'observations par lidar spatial. Cela revient à trouver une expression de l'effet radiatif infrarouge des nuages à partir de quelques propriétés nuageuses dérivées des observations par lidar spatial. Un tel modèle permet de déterminer quelle propriété nuageuse pilote les variations interannuelles observées de l'effet radiatif infrarouge des nuages. En appliquant ce modèle simple aux simulations des modèles de climat, il pourrait permettre de contraindre les simulations des rétroactions nuageuses infrarouges et ainsi réduire l'incertitude sur la prédiction de l'évolution de la température de surface. En effet, dans l'hypothèse où les rétroactions nuageuses infrarouges simulées à *long terme* (≈ 100 ans) seraient pilotées par les mêmes propriétés

nuageuses que les rétroactions nuageuses infrarouges simulées à *court terme* (variabilité naturelle), et sous réserve que le lien entre les rétroactions à long terme et court terme ait une explication physique, on pourrait contraindre les simulations à long terme avec les observations du climat actuel (KLEIN et HALL, 2015).

Nous introduisons dans le chapitre 1 le contexte dans lequel se place cette étude et posons les questions scientifiques auxquelles nous cherchons à répondre. Les outils utiles à la réalisation de ces études sont présentés dans le chapitre 2. Dans le chapitre 3 nous montrons qu'il est possible d'exprimer l'effet radiatif infrarouge des nuages à partir de quelques propriétés nuageuses dérivées d'observations par lidar spatial. Nous nous intéressons dans le chapitre 4 à la variabilité temporelle de l'effet radiatif infrarouge des nuages et montrons qu'il est possible, grâce aux observations par lidar spatial collectées durant la dernière décennie, de décomposer ses variations en contributions dues aux variations des propriétés nuageuses. Dans le chapitre 5 nous appliquons le cadre de travail développé avec les observations aux simulations d'un modèle de climat, par l'intermédiaire d'un simulateur lidar, pour déterminer si les observations effectuées par lidar spatial pourraient contraindre les rétroactions nuageuses dans les modèles de climat.

Chapitre **1**

Contexte

Sommaire

1.1	Bilan radiatif et nuages	6
1.1.1	Bilan radiatif	6
1.1.2	Distribution des nuages à l'échelle globale	8
1.1.3	Interactions nuages–rayonnement	10
1.1.4	Effets radiatifs des nuages	12
1.2	Mécanismes de rétroactions nuageuses	14
1.2.1	Rétroactions dans le système climatique	14
1.2.2	Rétroactions dans les modèles de climat	16
1.3	Observations des nuages pour mieux comprendre leurs rétroactions	18
1.3.1	Variations à court terme pour contraindre le long terme . . .	19
1.3.2	Modèles simples et grandeurs clés observables	19
1.3.3	Observation de la distribution verticale des nuages	20
1.4	Questions scientifiques abordées dans cette thèse	22

Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord le rôle des nuages dans le bilan radiatif (sect. 1.1). Nous introduisons ensuite les mécanismes de rétroactions climatiques et leur représentation dans les modèles de climat, en s'intéressant plus particulièrement à ceux impliquant les nuages (sect. 1.2). Puis, nous montrons qu'un modèle conceptuel simple, utile pour l'amélioration de notre compréhension des rétroactions nuageuses infrarouges, peut être dérivé d'observations par lidar spatial (sect. 1.3). Enfin, nous listons les principales questions scientifiques auxquelles nous proposons de répondre (sect. 1.4).

1.1 Bilan radiatif et nuages

Le bilan radiatif de notre planète est affecté par les nuages (sect. 1.1.1). Selon la distribution spatiale des nuages à l'échelle globale (sect. 1.1.2) et leurs interactions avec le rayonnement (sect. 1.1.3), les effets radiatifs des nuages sont différents (sect. 1.1.4).

1.1.1 Bilan radiatif

Si la température de la surface de la Terre en moyenne à l'échelle globale est relativement stable d'une année à l'autre, c'est parce que notre planète est à l'*équilibre radiatif*, c.-à-d. que sur une période T suffisamment longue ($T \approx 1$ an), elle émet autant d'énergie vers l'espace qu'elle n'en reçoit du Soleil :

$$\int_T \left(\frac{S_0(t)}{4} [1 - \alpha_P(t)] - OLR(t) \right) dt = 0 \quad (1.1)$$

où S_0 est l'éclairement énergétique solaire au sommet de l'atmosphère ($S_0 \approx 1360,8 \pm 0,5 \text{ W m}^{-2}$; KOPP et LEAN (2011)), le facteur $1/4$ vient du fait que la Terre est sphérique, α_P est l'albédo de la planète au sommet de l'atmosphère (= fraction de l'éclairement énergétique solaire réfléchi vers l'espace) et OLR est l'énergie émise par la Terre vers l'espace exprimée en $[\text{W m}^{-2}]$ (OLR en anglais pour *Outgoing Longwave Radiation*). L'énergie du Soleil est transmise à la Terre sous la forme d'un rayonnement électromagnétique de *courtes longueurs d'onde* (**SW** en anglais pour *shortwave*; $\lambda < 4 \mu\text{m}$) centré sur le **domaine visible**¹ et celle-ci réémet de l'énergie vers l'espace sous la forme d'un rayonnement électromagnétique de *grandes longueurs d'onde* (**LW** en anglais pour *longwave*; $\lambda > 4 \mu\text{m}$), parfois appelé *rayonnement tellurique*, situé principalement dans le **domaine infrarouge**² (voir annexe A.1.1). **L'importance fondamentale pour le climat de l'équilibre radiatif de la Terre** a été reconnue depuis longtemps (ABBOT et FOWLE, 1908; DINES, 1917) et l'on sait depuis des décennies que les activités anthropiques peuvent directement affecter cet équilibre (CHARNEY et al., 1977; SNYDER et al., 2004; STOCKER et al., 2013).

Les changements de l'équilibre radiatif global au sommet de l'atmosphère gouvernent le changement climatique (HARTMANN et al., 1986; RAMANATHAN, 1987) et le déséquilibre radiatif à la surface — la surface recevant plus d'énergie radiative qu'elle n'en émet — détermine la quantité d'énergie transférée à l'atmosphère par

1. Le rayonnement solaire étant centré sur le domaine visible, nous emploierons les termes « domaine visible » ou simplement « visible » pour parler du « domaine des rayonnements électromagnétiques de courtes longueurs d'onde ».

2. Le rayonnement tellurique se faisant principalement dans le domaine infrarouge, nous emploierons les termes « domaine infrarouge » ou simplement « infrarouge » pour parler du « domaine des rayonnements électromagnétiques de grandes longueurs d'onde ».

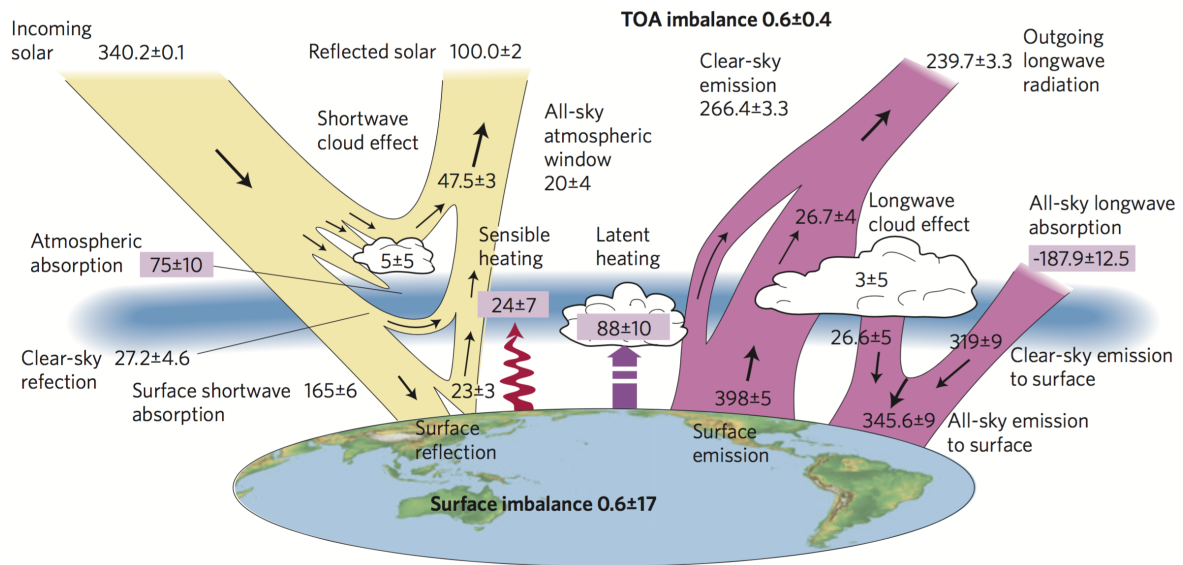


FIGURE 1.1 : Bilan radiatif en moyenne annuelle globale pour la période 2000–2010. Les flux sont en $[W m^{-2}]$. Le rayonnement solaire est en jaune et le rayonnement tellurique (ou infrarouge) en rose. Source : STEPHENS et al. (2012).

des flux de chaleur sensible (conduction) et latente (évaporation) de façon à respecter l'équilibre énergétique à la surface, appelé équilibre *radiatif-convectif* (EMANUEL, 1994), ce qui pilote le cycle hydrologique et donc les précipitations (ALLEN et INGRAM, 2002 ; STEPHENS et ELLIS, 2008 ; ANDREWS et al., 2009). L'**importance des nuages dans l'équilibre radiatif** de notre planète est également reconnue depuis longtemps (LONDON, 1957). Ils réfléchissent directement vers l'espace une partie du rayonnement solaire (*effet parasol*) et empêchent une partie du rayonnement tellurique de s'échapper vers l'espace (*effet de serre*).

Depuis les années 60, de nombreux **instruments embarqués sur des satellites** mesurent différentes composantes du *bilan radiatif* afin d'améliorer notre compréhension de l'équilibre radiatif de la Terre. La figure 1.1, obtenue à partir d'une compilation d'observations sur la première décennie du XXI^e siècle, effectuée par STEPHENS et al. (2012), nous informe sur les valeurs actuelles de ces composantes, avec les meilleures estimations possibles. On remarque notamment que **l'effet parasol des nuages** renvoie directement vers l'espace environ 14 %, soit $47,5 W m^{-2}$, du rayonnement solaire (jaune) incident. Cela représente près de la moitié de l'ensemble du rayonnement solaire réfléchi par la planète ($100 W m^{-2}$). **L'effet de serre uniquement dû aux nuages** maintient dans le système climatique $26,6 W m^{-2}$ du rayonnement tellurique, le reste de l'effet de serre étant dû aux différents gaz et dans une moindre mesure aux aérosols présents dans l'atmosphère ($319 W m^{-2}$).

1.1.2 Distribution des nuages à l'échelle globale

Pour se former, les gouttelettes et cristaux de glace constituant les nuages ont besoin d'un environnement où la vapeur d'eau est en sursaturation (THOMSON, 1871). La condition de sursaturation advient généralement lorsqu'une parcelle d'air humide s'élève et se refroidit (voir annexe A.2.1). C'est pourquoi, à l'échelle globale, la distribution des nuages est principalement pilotée par les mouvements d'air à grande échelle : la *circulation générale atmosphérique*.

La figure 1.2 montre la distribution des nuages à l'échelle globale. Elle fait apparaître plusieurs régions particulières :

- les *régions de convection tropicales* :
 - la *zone de convergence intertropicale* (ITCZ en anglais pour *InterTropical Convergence Zone*) est une étroite ceinture tropicale se déplaçant de part et d'autre de l'équateur et située à 5° N de latitude lorsqu'on la considère en moyenne annuelle (p. ex. PHILANDER et al., 1996). Elle correspond à la branche ascendante des cellules de Hadley (HADLEY, 1735) (fig. 1.2a). Dans cette région la convection est très importante et elle engendre de gros *cumulonimbus* (voir classification des genres de nuages en annexe A.2.2) particulièrement bien visibles sur les images satellites (fig. 1.2a). La couverture nuageuse y est très importante (1.2c) et les nuages s'étendent de la surface à la tropopause, située à environ 16 km d'altitude à ces latitudes (fig. 1.2b).
 - la « *warm pool* » située dans les tropiques à l'ouest de l'océan Pacifique et à l'est de l'océan Indien correspond à la région où la température de surface des océans est la plus élevée. La convection y est particulièrement importante (p. ex. WALISER et GRAHAM, 1993 ; MAY et al., 2008) et on y trouve une forte couverture nuageuse (fig. 1.2c).
- les *régions de subsidence tropicales* correspondent à la branche des cellules de Hadley dans laquelle l'air descend. Elles se situent autour de 20°–30° N et S et correspondent à l'emplacement des déserts sur les continents (p. ex. SIKKA, 1997). L'air qui y descend a été asséché durant son parcours dans la cellule, c'est pourquoi on trouve très peu de nuages au-dessus des continents à ces latitudes. En revanche, au-dessus des océans, on trouve de nombreux nuages : des *stratocumulus maritimes* à l'est des océans (fig. 1.2b et c), car la température de l'océan y est relativement plus froide (fig. 2.10) en raison de remontées d'eaux dans ces zones, ce qui favorise une forte stabilité dans la basse troposphère et l'apparition de nuages au sommet de la couche limite (p. ex. KLEIN et HARTMANN, 1993 ; BRETHERTON et al., 2004 ; WOOD, 2012) et des *shallow cumulus* au-dessus des eaux plus chaudes à mesure que l'on s'éloigne des côtes le long des *alizés* (WOODCOCK, 1940).

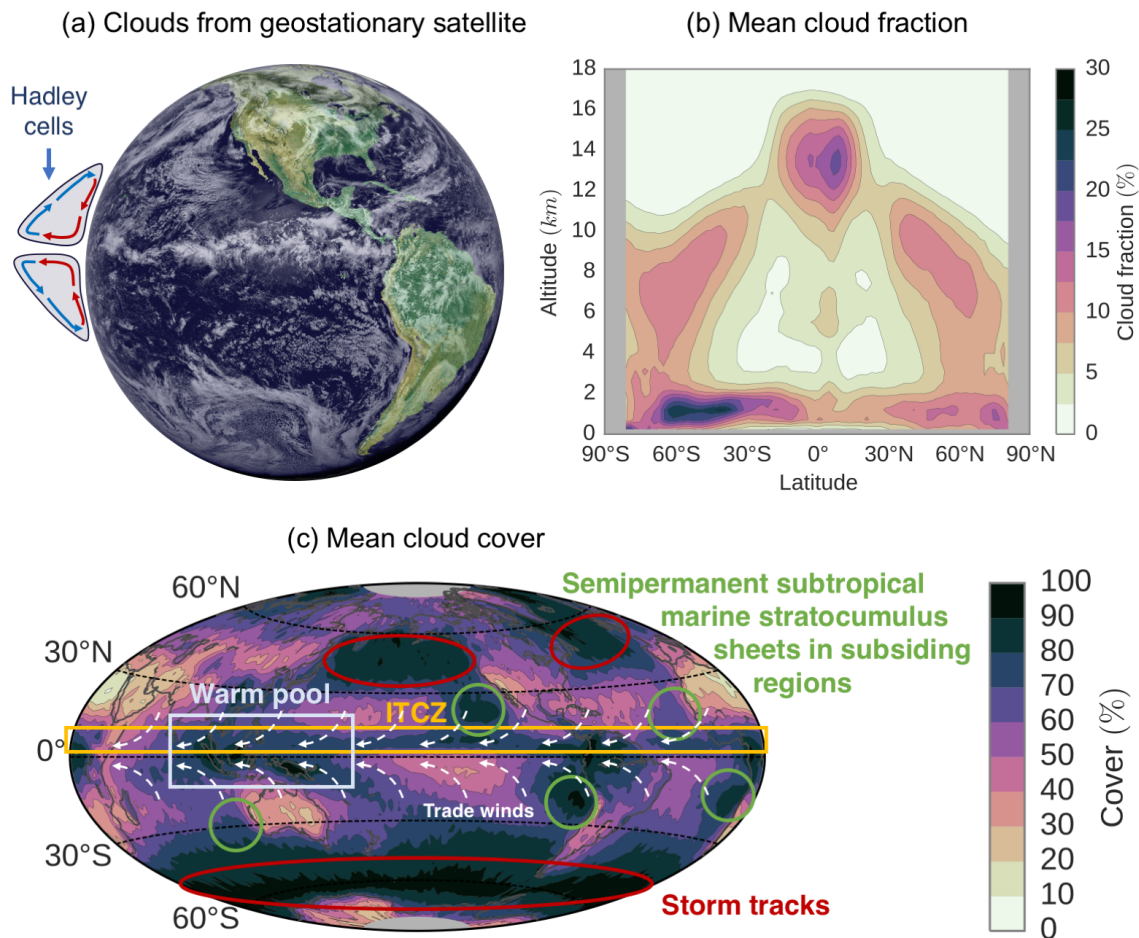


FIGURE 1.2 : Distribution des nuages à l'échelle globale. (a) Observation instantanée le 18 juin 2000 depuis le satellite géostationnaire GOES-L (*Geostationary Operational Environmental Satellite*). (b) Fraction nuageuse par niveau d'altitude (480 m) et par bande de latitude (2°) vue par le lidar spatial CALIOP en moyenne sur la période 2008–2010 pour les données de nuit. (c) Couverture nuageuse vue par le lidar spatial CALIOP en moyenne sur la période 2008–2010 pour les données de nuit. Les figures (b) et (c) sont obtenues à partir du produit GOCCP v3.0. Noter que sur la figure (b), les observations par lidar étant parfois totalement atténuées dans les nuages, une partie des fractions nuageuses est manquante. Les résultats obtenus avec l'ajout des observations du radar de CloudSat qui pénètre entièrement les nuages (fig. 8 de MACE et al. (2009)) sont néanmoins très proches de ceux-ci.

- les *moyennes latitudes*, entre 30° et 65° N et S, sont également des régions où la couverture nuageuse est importante (fig. 1.2c) en raison de soulèvements frontaux de l'air principalement dans des régions nommées « *storm tracks* » (p. ex. TRENBERTH, 1991), notamment entre 50° S et 60° S (les « cinquantièmes hurlants ») où la couverture, en moyenne annuelle, est supérieure à 90 %. Dans ces régions, les nuages peuvent s'étendre jusqu'à la tropopause, autour de 10 km pour ces latitudes (fig. 1.2b). Contrairement aux tropiques, où la distribution nuageuse est dominée par l'échelle synoptique, les couvertures nuageuses dans les moyennes latitudes sont pilotées par la météorologie à des échelles plus régionales (mésos-échelles).

1.1.3 Interactions nuages–rayonnement

Lorsqu'un faisceau de rayonnement électromagnétique traverse une couche nuageuse, il peut être modifié selon trois types d'interactions qui peuvent l'intensifier (+) ou l'atténuer (–) :

- l'**absorption** : une partie du rayonnement est absorbée par les particules composant le nuage (–) ;
- la **diffusion** : une partie du rayonnement est diffusée par les particules composant le nuage (–) ;
- l'**émission** : les particules qui composent le nuage émettent un rayonnement qui dépend de leur température et de leur émissivité (+).

Absorption, diffusion et émission

Le rayonnement électromagnétique traversant une couche nuageuse peut être atténué de deux façons : par diffusion et/ou absorption. Prenons une couche nuageuse infinitésimale de hauteur dz [m] entre deux plans parallèles infinis et un rayonnement de longueur d'onde λ [nm] la traversant. La luminance spectrale L_λ [$\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$] sera atténuée par les particules nuageuses, selon la loi de Beer–Lambert, d'une quantité :

$$dL_\lambda^{ext} = -L_\lambda \alpha_{\lambda,ext} \frac{1}{\mu} dz \quad (1.2)$$

où $\mu = \cos \theta$ est le cosinus de l'angle (θ) entre la direction du rayonnement et la verticale, et $\alpha_{\lambda,ext} = \int (K_{\lambda,diff} + K_{\lambda,abs}) n(r) \sigma(r) dr$ le coefficient d'extinction [m^{-1}], qui dépend des efficacités de diffusion $K_{\lambda,diff}$ et d'absorption $K_{\lambda,abs}$ des particules [m^2/m^2]³ (voir annexe A.1.4), de la distribution en tailles du rayon effectif des particules $n(r)$ [m^{-3}/m] et de la section droite des particules $\sigma(r) = \pi r^2$ [m^2].

L'importance relative de la diffusion dans l'extinction par les particules est exprimée par l'*albedo de diffusion simple* :

$$\omega_0 = \frac{K_{\lambda,diff}}{K_{\lambda,ext}} \quad (1.3)$$

Dans le **visible**, les nuages **n'absorbent presque pas** ($\omega_0 \approx 1$), alors que dans l'**infrarouge** ils **diffusent très peu** ($\omega_0 \approx 0$) (voir annexe A.1.4).

En faisant l'hypothèse que les propriétés nuageuses varient uniquement selon la verticale (« plans parallèles homogènes »), on peut définir l'*épaisseur optique spectrale* δ_λ d'une couche nuageuse située entre les altitudes Z_{Base} et Z_{Top} , qui renseigne

3. Rapport entre la section efficace de diffusion (d'absorption) et la section droite des particules.

sur l'opacité du nuage à la longueur d'onde λ :

$$\delta_\lambda = \int_{Z_{Base}}^{Z_{Top}} \alpha_{\lambda,ext}(z) dz \quad (1.4)$$

On en déduit la transmittance τ_λ de la couche nuageuse :

$$\tau_\lambda = e^{-\delta_\lambda} \quad (1.5)$$

Le faisceau de rayonnement est également augmenté d'une certaine quantité due au rayonnement des particules nuageuses selon la loi de Planck $B_\lambda(T)$ (voir annexe A.1.2), qui est fonction de la température T de la couche. Les particules nuageuses, dont l'efficacité d'émission est égale à l'efficacité d'absorption d'après la loi de Kirchhoff (voir annexe A.1.3), vont modifier le faisceau dans le domaine infrarouge d'une quantité :

$$dL_\lambda^{em} = B_\lambda(T) \alpha_{\lambda,abs} \frac{1}{\mu} dz \quad (1.6)$$

Le rapport entre la luminance spectrale du nuage et celle du corps noir à la même température est l'*émissivité spectrale* ε_λ .

Équation du transfert radiatif infrarouge dans les nuages

Dans le domaine infrarouge (domaine spectral qui nous intéresse dans cette thèse – voir sect. 1.2.2), nous avons vu que l'albédo de diffusion simple des gouttelettes d'eau et cristaux de glace est relativement faible ($\omega_0 \approx 0$). On peut donc négliger la diffusion du rayonnement infrarouge par les particules nuageuses. En l'absence de diffusion, la somme des équations (1.2) et (1.6) donne une équation différentielle qui décrit le transfert radiatif (équation de Schwarzschild; SCHWARZSCHILD, 1906) dans la couche nuageuse. En utilisant l'équation (1.4), elle s'écrit :

$$\mu \frac{dL_\lambda(\delta_\lambda, \mu)}{d\delta_\lambda} = B_\lambda(T(\delta'_\lambda)) - L_\lambda(\delta_\lambda, \mu) \quad (1.7)$$

En multipliant les termes de gauche et de droite de cette équation par $e^{\frac{\delta_\lambda}{\mu}}$ puis en effectuant une intégration par parties, on obtient l'équation du transfert radiatif dans l'infrarouge à travers un nuage seul :

$$L_\lambda(\delta_\lambda, \theta) = L_\lambda(\delta_\lambda(z=0), \theta) e^{-\frac{\delta_\lambda}{\mu}} + \int_0^{\delta_\lambda} \frac{1}{\mu} B_\lambda(T(\delta'_\lambda)) e^{\frac{\delta'_\lambda - \delta_\lambda}{\mu}} d\delta'_\lambda \quad (1.8)$$

où le premier terme du membre de droite correspond à la luminance provenant de sous le nuage qui parvient à le traverser sans être absorbée. Dans le cas où le nuage est optiquement opaque (δ_λ très grand), le premier terme devient nul, c.-à-d.

que le rayonnement provenant de sous le nuage ne parvient pas à le traverser. En considérant de plus un nuage isotherme, le second terme vaut approximativement $B_\lambda(T)$, c.-à-d. que le nuage émet comme un corps noir (voir annexe A.1.2).

1.1.4 Effets radiatifs des nuages

Pour quantifier les effets des nuages sur l'équilibre radiatif de la Terre, une approche classique consiste à définir l'**effet radiatif des nuages** (CRE en anglais pour *Cloud Radiative Effect*) **au sommet de l'atmosphère**, comme la différence entre la densité de flux radiatif nette théorique qui serait observée s'il n'y avait pas de nuages dans le ciel (*Clear-sky*) et la densité de flux radiatif nette réellement observée (*All-sky*) :

$$CRE = F_{Clear-sky}^{net} - F_{All-sky}^{net} \quad (1.9)$$

avec la densité de flux radiatif nette définie comme la différence entre les densités de flux radiatif⁴ montante et descendante : $F^{net} = F^\uparrow - F^\downarrow$. Ainsi, un **CRE positif** indique que les nuages maintiennent de l'énergie dans le système climatique, puisque le flux net réel qui s'en échappe est plus faible que celui qui s'en échapperait en absence de nuages. Cela indique que les nuages **réchauffent** le système climatique. À l'inverse, un **CRE négatif** indique que les nuages **refroidissent** le système climatique.

Le calcul de l'effet radiatif des nuages comme la différence des flux nets en condition de ciel clair (*Clear-sky*) et en condition réelle (*All-sky*) a premièrement été introduit par ELLIS (1978) et a rapidement été défini sous le terme de forçage radiatif des nuages (CRF en anglais pour *Cloud Radiative Forcing*) (p. ex. CHARLOCK et RAMANATHAN, 1985; RAMANATHAN et al., 1989). Depuis une dizaine d'années, on préfère la notion d'« effet radiatif » (p. ex. LOEB et al., 2009) plutôt que de « forçage radiatif » car le terme *forçage* est également utilisé pour parler d'une perturbation qui sort le système climatique de son état d'équilibre (voir 1.2.1), or l'effet radiatif des nuages peut être calculé même si le système est à l'équilibre.

Le CRE est généralement décomposé en ses contributions dans les domaines visible (CRE SW) et infrarouge (CRE LW). Dans le **visible**, les nuages ont généralement un **effet refroidissant** car ils renvoient vers l'espace une partie du rayonnement solaire incident qui aurait été absorbé par la Terre (effet parasol). Dans l'**infrarouge**, les nuages ont un **effet réchauffant** car ils absorbent le rayonnement émis par la Terre et le réémettent à des températures généralement plus froides, laissant ainsi s'échapper moins de flux vers l'espace (effet de serre).

Le CRE est **mesuré depuis plus de 30 ans** par des radiomètres embarqués sur satellites : d'abord grâce à ERBE (*Earth Radiation Budget Experiment*; RAMANATHAN

4. Dans la suite du manuscrit, nous utilisons simplement le terme « flux » au lieu de « densité de flux radiatif ».

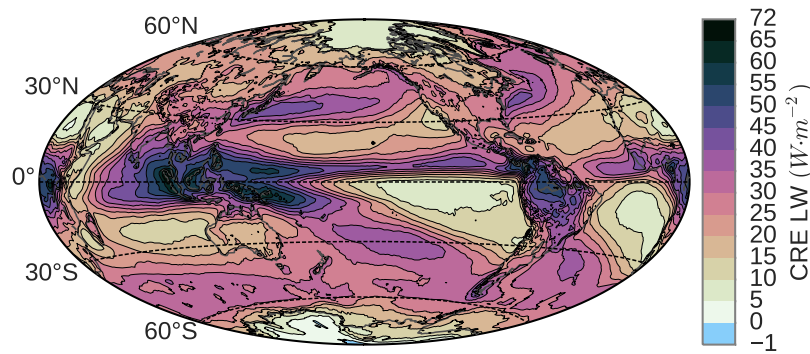


FIGURE 1.3 : Effets radiatifs des nuages dans le domaine des grandes longueurs d'onde (LW) au sommet de l'atmosphère mesurés par les radiomètres CERES embarqués sur satellite. Moyenne sur la période 2008–2015 calculée à partir des données du produit CERES-EBAF Ed. 2.8.

et al., 1989) puis à GERB (*Geostationary Earth Radiation Budget*; HARRIES et al., 2005), CERES (*Clouds and the Earth's Radiant Energy System*; WIELICKI et al., 1996; LOEB et al., 2009) et ScaRaB (*Scanner for Radiation Budget*; ROCA et al., 2015). C'est grâce aux mesures de ces instruments que STEPHENS et al. (2012) montrent que les nuages refroidissent globalement la planète ($CRE = -20,8 \text{ W m}^{-2}$) avec un $CRE \text{ SW}$ de $-47,5 \text{ W m}^{-2}$, partiellement compensé par un $CRE \text{ LW}$ de $+26,7 \text{ W m}^{-2}$ (fig. 1.1).

Dans le cas du $CRE \text{ LW}$, on peut considérer qu'au sommet de l'atmosphère il n'y a pas de flux infrarouge descendant, puisque le Soleil n'émet presque pas de rayonnement à ces longueurs d'onde (voir annexe A.1.3; fig. A.4). Dans ce cas, seuls les flux infrarouges qui s'échappent au sommet de l'atmosphère vers l'espace $F^{LW\uparrow}$, c.-à-d. l' OLR , interviennent dans l'expression du $CRE \text{ LW}$. L'équation (1.9) devient :

$$CRE^{LW} = OLR_{Clear-sky} - OLR_{All-sky} \quad (1.10)$$

En réémettant le rayonnement infrarouge émis par la Terre à des températures généralement plus froides que la surface, les nuages diminuent la quantité de flux infrarouge sortant au sommet de l'atmosphère $OLR_{All-sky}$. Ils la diminuent d'autant plus que la **couverture** nuageuse est importante et que leur **épaisseur optique** est grande. Enfin, plus leur **altitude** est élevée, plus le rayonnement absorbé est réémis à une faible **température** et donc moins de flux infrarouge s'échappe au sommet de l'atmosphère vers l'espace. On remarque d'ailleurs sur la figure 1.3, représentant le $CRE \text{ LW}$ moyen mesuré par CERES de 2008 à 2015, que les régions associées aux plus forts effets réchauffants des nuages sont les régions de convection profonde où, à la fois, la couverture nuageuse est importante, l'épaisseur optique des nuages est grande et l'altitude des nuages est élevée. C'est notamment le cas au-dessus de la « *warm pool* », de l'ITCZ et des continents tropicaux.

Notons que le $CRE \text{ SW}$ dépend essentiellement de la **couverture**, de l'**épaisseur optique** des nuages ainsi que de l'albédo de surface.

1.2 Mécanismes de rétroactions nuageuses

Les différents effets radiatifs des nuages que nous venons de voir dépendent des propriétés physiques et optiques des nuages. Si ces propriétés nuageuses sont affectées par un changement de la température de surface, l'effet radiatif des nuages est alors modifié, ce qui affecte à son tour le changement de la température de surface. Ce type de mécanisme consiste en une *boucle de rétroaction* (sect. 1.2.1) que les modèles numériques de climat tentent de reproduire (sect. 1.2.2).

1.2.1 Rétroactions dans le système climatique

Des **perturbations externes** imposées au système climatique, telles que l'augmentation de la concentration en dioxyde de carbone dans l'atmosphère (anthropique) ou une éruption volcanique (naturelle), peuvent déstabiliser l'équilibre radiatif de la Terre (sect. 1.1.1). Le flux net au sommet de l'atmosphère $F_{All-sky}^{net}$ est alors déséquilibré d'une quantité ΔR_f , appelée *forçage radiatif*. Cela entraîne une modification des **variables climatiques internes** x (p. ex. la couverture neigeuse ou les nuages) qui interagissent entre elles et affectent à leur tour $F_{All-sky}^{net}$, ce qui les perturbe de nouveau. Ce mécanisme, nommé *boucle de rétroaction* (en anglais *feedback loop*), a été défini quantitativement par BODE (1945) pour les systèmes de contrôle automatisés électroniques puis appliqué au système climatique (HANSEN et al., 1984) pour aider à l'analyse des contributions de différents processus de rétroactions climatiques. Dans les analyses classiques des rétroactions (p. ex. HANSEN et al., 1984), on fait l'hypothèse que le forçage radiatif n'impacte directement qu'une seule variable climatique interne : la température moyenne globale de l'air à la surface T_S , dont beaucoup d'autres variables du système climatique dépendent. Ceci permet d'écrire le changement de $F_{All-sky}^{net}$ selon :

$$\Delta F_{All-sky}^{net} = \Delta R_f + \underbrace{\frac{\partial F_{All-sky}^{net}}{\partial T_S}}_{\substack{\text{paramètre de} \\ \text{réponse de Planck} \\ (\lambda_P)}} \Delta T_S + \underbrace{\sum_{x \neq T_S} \underbrace{\frac{\partial F_{All-sky}^{net}}{\partial x}}_{\substack{\text{sensibilités} \\ \text{radiatives}}} \underbrace{\frac{\partial x}{\partial T_S}}_{\substack{\text{relations} \\ \text{d'état}}}}_{\substack{\text{paramètres} \\ \text{de réponse de } x (\lambda_x)}} \Delta T_S + \sum_{x \neq T_S} \sum_{y \neq T_S} \dots \quad (1.11)$$

Le **premier terme** du membre de droite correspond, nous l'avons vu, au forçage radiatif externe. Lorsque ce déséquilibre apparaît, la surface de la Terre se met à recevoir un excès ou un déficit de rayonnement, ce qui la réchauffe ou la refroidit. Le changement de la température moyenne globale de la surface qui en résulte modifie l'OLR de façon à ramener le système vers un nouvel état d'équilibre. Ce changement radiatif supplémentaire au sommet de l'atmosphère correspond au **deuxième terme**. S'il n'y avait pas de rétroaction (boucle ouverte), il n'y aurait pas de troisième

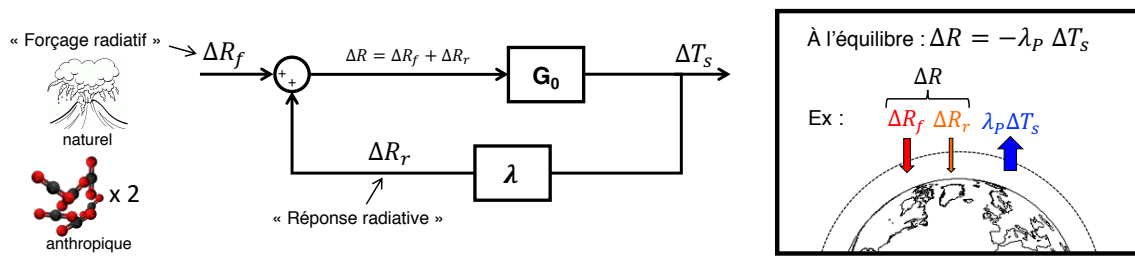


FIGURE 1.4 : Boucle de rétroaction radiative dans le système climatique suite à un forçage radiatif (naturel ou anthropique).

terme, et le changement de la température de surface ΔT_{S_0} suivrait la loi de Planck (sect. A.1.2) en fonction de la quantité d'énergie reçue en plus ou en moins par la surface, selon : $\Delta T_{S_0} = \frac{-1}{\lambda_P} \Delta R_f$ où λ_P , le *paramètre de réponse de Planck*, est d'environ $-3,2 \text{ W m}^{-2}/\text{K}$ d'après des estimations effectuées à l'aide de modèles numériques du climat (COLMAN, 2003 ; SODEN et HELD, 2006). Cependant, le changement de la température de surface affecte de nombreuses autres variables climatiques internes (p. ex. les nuages) qui, à leur tour, modifient la quantité de rayonnement qui entre ou sort du système climatique (boucle fermée). Il s'agit du **troisième terme**. La quantité de rayonnement affectée par un changement d'une variable x pour un changement de 1 K de la température de surface est donnée par le *paramètre de réponse* λ_x [$\text{W m}^{-2}/\text{K}$]. Celui-ci se compose d'une *sensibilité radiative*, c.-à-d. sensibilité de $F_{All-sky}^{net}$ à un changement de x , et d'une *relation d'état* entre x et T_S , c.-à-d. sensibilité de x à un changement de T_S . La quantité de rayonnement affectée par l'ensemble des variables est donnée par le *paramètre de réponse total* $\lambda = \sum_{x \neq P} \lambda_x$. Ce changement de rayonnement au sommet de l'atmosphère, dû au « rétroactions », est appelé *réponse radiative* et est noté ΔR_r . Du fait de ce changement supplémentaire, la modification de l'OLR due au changement de température de surface (deuxième terme), à laquelle s'ajoute ΔR_r (troisième terme), ne compense pas nécessairement ΔR_f (premier terme). Si l'équilibre n'est pas atteint ($\Delta F_{All-sky}^{net} \neq 0$), la température de surface continue de changer. La figure 1.4 résume, schématiquement, cette boucle de rétroaction. Il convient de remarquer qu'il existe également des changements de $F_{All-sky}^{net}$ liés à des termes d'ordres supérieurs : **quatrième terme et termes suivants** (négligés par la suite).

Une fois l'équilibre atteint ($\Delta F_{All-sky}^{net} = 0$), on retrouve, à partir de l'équation (1.11), l'expression classique du changement de température de surface (p. ex. SCHLESINGER et MITCHELL, 1987 ; AIRES et ROSSOW, 2003) :

$$\Delta T_S = \frac{G_0}{1 - g} \Delta R_f \quad (1.12)$$

où $G_0 = \frac{-1}{\lambda_P}$ est le gain sans rétroaction ($= 0,31 \text{ K}/(\text{W m}^{-2})$) et $g = \sum_{x \neq P} g_x$ avec $|g| < 1$ (condition de stabilité) où $g_x = \frac{-\lambda_x}{\lambda_P}$ représente le *gain de rétroaction* de la variable

climatique x .

Selon le signe de λ_x (ou g_x), chaque rétroaction amplifie ou atténue le changement initial de la température de surface :

- $\lambda_x > 0$ (ou $g_x > 0$) : rétroaction **positive**, amplifie le changement initial de la température de surface ;
- $\lambda_x < 0$ (ou $g_x < 0$) : rétroaction **négative**, atténue le changement initial de la température de surface.

Classiquement, dans les études sur les rétroactions, on considère le paramètre de réponse total λ selon la décomposition suivante (p. ex. HANSEN et al., 1984 ; CESS et al., 1990 ; LE TREUT et al., 1994 ; WATTERSON et al., 1999 ; COLMAN, 2003 ; BONY et al., 2006 ; SODEN et HELD, 2006 ; BATES, 2007 ; SODEN et al., 2008 ; BOUCHER et al., 2013 ; SHERWOOD et al., 2015 ; RIEGER et al., 2016) :

$$\lambda = \sum_{x \neq P} \lambda_x = \lambda_w + \lambda_L + \lambda_c + \lambda_\alpha \quad (1.13)$$

avec les paramètres de réponse de la vapeur d'eau (w), du gradient de température (L), des nuages (c) et de l'albédo de surface (α).

1.2.2 Rétroactions dans les modèles de climat

Peu après l'élaboration des premiers modèles numériques du climat (MANABE et STRICKLER, 1964 ; MANABE et WETHERALD, 1967), l'importance des mécanismes de rétroactions nuageuses dans les prédictions de la **sensibilité climatique**⁵ était reconnue (p. ex. SCHNEIDER, 1972). L'augmentation de la température moyenne globale de la planète due à l'augmentation de la concentration en gaz à effet de serre dans l'atmosphère pouvait être — en conséquence d'une variation simultanée des nuages — ou bien atténuée comme cela avait été suggéré par MÖLLER (1963), ou bien amplifiée comme cela avait été supposé par TWOMEY (1977).

Si aujourd'hui les modèles s'accordent presque tous sur le fait que les mécanismes de **rétroactions nuageuses** tendent à amplifier le réchauffement climatique par un mécanisme de rétroaction **positive** (p. ex. SODEN et HELD, 2006 ; ZELINKA et al., 2012a), ces mécanismes impliquant les nuages sont toujours la **principale source d'incertitude** dans les prédictions de la sensibilité climatique (DUFRESNE et BONY, 2008 ; ANDREWS et al., 2012 ; VIAL et al., 2013 ; WEBB et al., 2013 ; CALDWELL et al., 2016). Cette incertitude est en partie due au fait que les processus nuageux se font à des échelles plus petites que la taille des mailles des modèles numériques et que les **paramétrisations** censées représenter ces processus sous-mailles produisent des erreurs sur les propriétés optiques et géométriques des nuages simulés (KLEIN et al.,

5. Évolution de la température de surface en réponse à un forçage radiatif donné.

2013). En effet, les nuages simulés par les modèles climatiques pour le climat actuel présentent d'importants biais comparés aux observations (p. ex. ZHANG et al., 2005; HAYNES et al., 2007; CHEPFER et al., 2008; WILLIAMS et WEBB, 2009; MARCHAND et ACKERMAN, 2010; CESANA et CHEPFER, 2012; KAY et al., 2012; NAM et al., 2012; CESANA et CHEPFER, 2013).

Analyse des rétroactions nuageuses

Une des premières méthodes proposées pour quantifier les rétroactions a été introduite par WETHERALD et MANABE (1988) et est maintenant nommée la méthode PRP (*Partial Radiative Perturbation*). Cependant, à cause de difficultés pratiques pour implémenter cette méthode et parce qu'elle ne permet pas une comparaison directe avec les observations, d'autres méthodes ont été recherchées. Une des méthodes les plus simples alors proposées est celle de (CESS et al., 1990) : la méthode CRF (*Cloud Radiative Forcing*). Elle consiste à calculer la différence de CRE (sect. 1.1.4) entre deux états du climat. ZHANG et al. (1994), COLMAN (2003) et SODEN et al. (2004) ont examiné les différences entre ces deux méthodes et ont montré que les changements de CRE n'étaient pas uniquement attribuables à des changements des propriétés des nuages mais dépendaient aussi de changements non-nuageux « masqués » par les nuages. SHELL et al. (2008) et SODEN et al. (2008) ont alors proposé une nouvelle méthode qui tente de retirer les effets des changements non-nuageux « masqués » par les nuages sur le changement du CRE. Cette méthode se base sur l'estimation séparée des sensibilités radiatives, appelées « *radiative kernels* », et les relations d'états de l'équation (1.11). Elle a été adaptée par ZELINKA et al. (2012a) aux histogrammes « pression du sommet des nuages – épaisseur optique » (CTP- τ ⁶) de ISCCP (*International Satellite Cloud Climatology Project*; ROSSOW et SCHIFFER, 1999) issus du simulateur ISCCP (KLEIN et JAKOB, 1999) pour générer des « *cloud radiative kernels* ». Aussi, TAYLOR et al. (2007) ont proposé une méthode basée sur un modèle simplifié du transfert radiatif, appelée méthode APRP (*Approximate PRP*), pour estimer les rétroactions nuageuses dans le visible en fonction d'un nombre limité de propriétés qui peuvent être précisément observées et simulées dans les modèles de climat. YOKOHATA et al. (2005) ont tenté d'effectuer la même approche dans l'infrarouge (voir section 1.3.2). Pour compléter cette liste des principales méthodes d'analyse des rétroactions nuageuses, on peut également citer la méthode dite de « *linear forcing-feedback regression* » développée par GREGORY et al. (2004) et appliquée par ANDREWS et al. (2012).

La méthode des « *cloud radiative kernels* » permet de **décomposer le paramètre de réponse des nuages λ_c** pour isoler le rôle de chaque **propriété nuageuse** fondamentale : la couverture, l'épaisseur optique, le contenu en eau condensée (liquide ou glace) et l'altitude (ou la température) (p. ex. ZELINKA et al., 2012a,b). Ce type

6. La lettre « τ » est aussi souvent utilisée pour désigner l'épaisseur optique.

de décomposition permet de souligner les aspects des rétroactions nuageuses qui diffèrent le plus parmi les modèles, ce qui permet de cibler les régions, les types de nuages et les propriétés nuageuses sur lesquels une amélioration de la représentation des nuages par les modèles est nécessaire. Il ressort de ces études que la **contribution majeure** des rétroactions nuageuses infrarouges est due au **changement d'altitude des nuages** (ZELINKA et al., 2016), ce qui est en accord avec de précédentes études basées sur des modèles de climat plus anciens, des modèles simples de nuages et des considérations physiques (CESS, 1975; HANSEN et al., 1984; WETHERALD et MANABE, 1988; CESS et al., 1996; HARTMANN et LARSON, 2002). Bien que les modèles s'accordent sur le signe et sur le mécanisme physique des rétroactions nuageuses infrarouges due au changement d'altitude des nuages, son amplitude est **incertaine**. On peut voir sur la figure 1 que la contribution du changement d'altitude des nuages aux rétroactions nuageuses infrarouges (rouge), varie d'environ $0,15$ à $0,65 \text{ W m}^{-2}/\text{K}$ selon les modèles. Nous pouvons également remarquer la large part d'incertitude liée à la couverture nuageuse pour la rétroaction dans le visible (0 à $1,05 \text{ W m}^{-2}/\text{K}$), qui est principalement due aux nuages bas (p. ex. WEBB et al., 2006). Nous nous focaliserons cependant dans cette thèse uniquement sur les rétroactions dans l'infrarouge, car, comme nous allons le montrer, les observations du lidar CALIOP embarqué sur satellite depuis plus de dix ans peuvent fournir une forte **contrainte observationnelle** sur les **rétroactions nuageuses infrarouges liées aux changements d'altitude des nuages**. En effet, il n'existe toujours pas de confirmation observationnelle du mécanisme de rétroaction nuageuse dans l'infrarouge lié à l'altitude des nuages car, premièrement, il n'y a pas de relation directe simple et robuste entre les variables nuageuses fondamentales observées et l'effet radiatif infrarouge des nuages et, deuxièmement, il n'existe pas d'observations de la distribution verticale des nuages précises et stables disponibles sur plusieurs décennies. Nous allons voir que les observations par lidar semblent promettre de solutionner ces deux points. De plus, les simulations des modèles de climat de CMIP5 (*Coupled Model Intercomparison Project Phase 5*; TAYLOR et al., 2011) suggèrent que l'altitude des nuages devrait augmenter de $0,7$ à $1,7 \text{ km}$ dans la haute troposphère dans toutes les régions dans un climat plus chaud ($+4 \text{ K}$). Un tel **changement** est **significatif comparé à la variabilité naturelle** observée actuellement, ce qui pourrait en faire une **signature du changement climatique plus robuste** que le changement de CRE (CHEPFER et al., 2014).

1.3 Observations des nuages pour mieux comprendre leurs rétroactions

Afin d'améliorer notre confiance dans les prédictions des changements nuageux dans un climat futur (dans ≈ 100 ans), une première étape consiste à chercher à

mieux comprendre comment le CRE LW au sommet de l'atmosphère et les propriétés nuageuses varient ensemble dans le climat actuel (sur ≈ 20 ans) (sect. 1.3.1). En particulier, il est intéressant de hiérarchiser les contributions des propriétés nuageuses aux variations temporelles du CRE pour cibler les propriétés nuageuses clés dans les mécanismes de rétroactions nuageuses. Il est pour cela nécessaire de construire des modèles radiatifs simples (sect. 1.3.2), tenant compte d'un nombre limité de propriétés fondamentales, observables avec précision (sect. 1.3.3) et qui peuvent également être simulées dans les modèles de climat.

1.3.1 Variations à court terme pour contraindre le long terme

Pour vérifier, à l'aide d'observations, les mécanismes de rétroactions nuageuses prédits par les modèles de climat, il faudrait théoriquement des observations suffisamment longues, stables et précises des nuages pour détecter un changement nuageux dû au réchauffement climatique qui s'écarte des variations naturelles (WIELICKI et al., 2013). Cependant, de telles observations n'existent pas encore. Malgré cette limitation, KLEIN et HALL (2015) ont suggéré que certains mécanismes de rétroactions, appelés « *emergent constraints* », pourraient être testés sur des périodes d'observations plus courtes en **comparant les simulations des variations inter-annuelles actuelles du climat avec les observations**. Pour qu'un mécanisme de rétroaction soit qualifié d'*emergent constraint* confirmée, il faut : 1) une relation empirique entre les variations inter-modèles dans le climat actuel et dans le climat futur de la variable considérée et 2) que cette relation ait une explication physique crédible. Un exemple d'*emergent constraint* confirmée est le mécanisme de rétroaction lié à l'albédo de la neige (HALL et QU, 2006). Concernant les nuages, de nombreuses études ont tenté de faire ce lien entre les rétroactions nuageuses sur les périodes d'observations actuellement disponibles et les changements climatiques sur le long terme (p. ex. QU et al., 2014; SHERWOOD et al., 2014; SU et al., 2014; ZHAI et al., 2015; ZHOU et al., 2015), mais peinent à satisfaire toutes les conditions pour être qualifiées d'*emergent constraint* confirmées.

1.3.2 Modèles simples et grandeurs clés observables

Une des étapes fondamentales pour progresser sur la compréhension des mécanismes de rétroactions impliquant les nuages est de concevoir un **lien direct et robuste entre le CRE et des propriétés nuageuses fondamentales**. On cherche pour cela à construire des **modèles radiatifs simples**, dépendant de quelques propriétés fondamentales seulement, tels que les premiers modèles simples de l'OLR en fonction de la température de surface et la couverture nuageuse (p. ex. BUDYKO, 1969). Plus récemment, dans le domaine du SW, TAYLOR et al. (2007) ont défini un modèle

radiatif simplifié en exprimant le CRE SW au sommet de l'atmosphère en fonction de la couverture nuageuse et de l'épaisseur optique des nuages.

Contrairement au CRE SW, le CRE LW ne dépend pas seulement de la couverture nuageuse et de l'épaisseur optique des nuages, mais aussi de leur distribution verticale. Comme indiqué dans TAYLOR et al. (2007) et dans la tentative effectuée par YOKOHATA et al. (2005), l'établissement d'un modèle de transfert radiatif simple qui exprime correctement le CRE LW en fonction d'un nombre limité de propriétés (qui peuvent être observées avec fiabilité et qui peuvent également être simulées dans les modèles de climat) est plus difficile dans le LW que dans le SW car le CRE LW implique trois variables au lieu de deux : la couverture, l'épaisseur optique et la **distribution verticale des nuages**.

Les simulations détaillées du transfert radiatif permettent de calculer avec précision le CRE LW pour une atmosphère bien définie (ciel clair et nuages) : les informations détaillées des colonnes atmosphériques collectées par les instruments de télédétection active (résolution < 500 m) ont été utilisées pour estimer le CRE au sommet de l'atmosphère et à la surface (ZHANG et al., 2004; L'ECUYER et al., 2008; KATO et al., 2011; ROSE et al., 2013). En revanche, la définition d'une formulation, simple et robuste, entre le CRE LW au sommet de l'atmosphère et un nombre limité de variables, qui serait utile pour la décomposition des rétroactions nuageuses, ne peut utiliser les détails de la distribution verticale complète des nuages. Il faut donc, premièrement, **résumer le profil vertical complet des nuages en quelques niveaux spécifiques qui pilotent le CRE LW au sommet de l'atmosphère** et, deuxièmement, obtenir des **observations satellites précises de ces niveaux spécifiques à l'échelle globale**.

1.3.3 Observation de la distribution verticale des nuages

Télédétection passive spatiale

La plupart des climatologies globales de nuages dérivées d'observations spatiales sont issues d'instruments passifs qui ne permettent pas d'obtenir une distribution verticale des nuages précise. HARTMANN et al. (1992) ont utilisé trois niveaux d'altitudes (hauts, moyens et bas) couplés à des niveaux d'épaisseurs optiques déterminés par des instruments passifs pour définir différents types de nuages associés à différentes valeurs de CRE. ROSSOW et LACIS (1990) ont également utilisé des observations d'instruments passifs pour faire un lien entre les changements dans les propriétés nuageuses et les changements de leurs effets radiatifs. Plus récemment, les observations de ISCCP et PATMOS-x (*Pathfinder Atmospheres Extended*; HEIDINGER et al., 2013) ont été analysées dans le but d'identifier des tendances dans les

changements de CRE LW qui seraient associées à des tendances dans les changements de certaines propriétés nuageuses (MARVEL et al., 2015; NORRIS et al., 2016). La méthode des « *cloud radiative kernels* » a également été employée dans les observations avec des données d'instruments passifs tels que ISCCP (p. ex. WANG et SU, 2015), MODIS (*MODerate-resolution Imaging Spectroradiometer*; ACKERMAN et al., 2008) (p. ex. ZELINKA et HARTMANN, 2011; ZHOU et al., 2013) et les observations colocalisées d'AIRS (*Atmospheric Infrared Sounder*; AUMANN et al., 2003), MODIS et CERES (YUE et al., 2016).

Cependant, **les profils nuageux et les altitudes des nuages définis à partir d'instruments de télédétection passive sont incertains** (p. ex. HOLZ et al., 2008; SHEA et al., 2017) alors que les mêmes grandeurs dérivées d'observation de télédétection active sont plus fiables et plus précises car les instruments actifs mesurent directement les durées pendant lesquelles les photons effectuent leur trajet de l'émetteur au récepteur (p. ex. SHERWOOD et al., 2004; KATO et al., 2011; MACE et WRENN, 2013; DI MICHELE et al., 2013; STUBENRAUCH et al., 2013). De plus, bien que les observations passives soient maintenant disponibles sur des périodes relativement longues (25 ans), **les instruments passifs montrent une faible stabilité sur plusieurs décennies** (p. ex. EVAN et al., 2007; NORRIS et EVAN, 2015). Or, il est essentiel que ces observations soient stables dans le temps pour l'étude des rétroactions (WIELICKI et al., 2013).

Télédétection active spatiale

Récemment, STEPHENS et al. (soumis) ont combiné des observations d'instruments passifs à des observations d'instruments actifs (2B-FLXHR-LIDAR HENDERSON et al., 2013) collectées par le lidar CALIOP à bord de CALIPSO (*Cloud–Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations*; WINKER et al., 2010) et le radar CPR (*Cloud Profiling Radar*) à bord de CloudSat (STEPHENS et al., 2002) pour reconstruire les mêmes types de nuages que ceux définis dans HARTMANN et al. (1992). STEPHENS et al. (soumis) et HARTMANN et al. (1992) trouvent des résultats très différents car les capteurs passifs ne peuvent pas estimer avec fiabilité l'altitude des nuages contrairement aux capteurs actifs (p. ex. SHERWOOD et al., 2004; HOLZ et al., 2008; DI MICHELE et al., 2013; STUBENRAUCH et al., 2013). Aujourd'hui, plus de dix ans d'observations effectuées par des instruments de télédétection active embarqués sur satellites fournissent une **vue détaillée et précise de la distribution verticale des nuages**. De plus, ces observations promettent de rester **stables sur le long terme** car la mesure du temps de vol des photons est peu soumise à des dérives de calibrations. Même si une dérive de l'horloge apparaissait, elle pourrait être corrigée par la mesure du temps de trajet des photons entre le satellite et la surface des océans, avec la connaissance précise de l'altitude du satellite par GPS. Ces observations peuvent être utilisées pour construire, pour la première fois, un modèle

simplifié du transfert radiatif qui exprime avec robustesse le CRE LW en fonction de la couverture nuageuse, de l'épaisseur optique (ou de l'émissivité) et de l'altitude des nuages et qui peut être testé face à des observations.

1.4 Questions scientifiques abordées dans cette thèse

L'objectif de cette thèse est d'examiner si les observations acquises depuis un lidar spatial sont particulièrement pertinentes pour mieux comprendre les mécanismes de rétroactions nuageuses infrarouges et contraindre leur représentation dans les modèles numériques de climat. Pour atteindre cet objectif, nous avons procédé par étapes en cherchant à répondre à des questions scientifiques. Les trois principales sont listées ci-dessous.

Est-il possible d'estimer l'effet radiatif infrarouge des nuages à partir d'observations par lidar embarqué sur satellite ? Il peut paraître surprenant de chercher à estimer l'effet radiatif des nuages dans le domaine infrarouge à partir d'observations par lidar opérant à une longueur d'onde du domaine visible. Néanmoins, les observations par lidar nous informent sur la distribution verticale des nuages avec une précision sans précédent dans l'ère des observations spatiales. Or, cette distribution verticale renseigne directement sur l'altitude effective d'émission du nuage qui, si l'on connaît le profil atmosphérique de température, est lié au flux infrarouge qui s'échappe de la planète au sommet de l'atmosphère et, par conséquent, à l'effet radiatif infrarouge des nuages. Nous répondons à cette question dans le chapitre 3.

Quelle propriété nuageuse, observée par lidar, pilote l'évolution temporelle observée de l'effet radiatif infrarouge des nuages ? S'il est possible d'estimer l'effet radiatif infrarouge des nuages à partir de propriétés nuageuses issues d'observations par lidar embarqué sur satellite, il est alors possible de décomposer les variations temporelles de l'effet radiatif infrarouge des nuages en contributions dues aux propriétés nuageuses *observées* par lidar. Quantifier l'importance relative de ces propriétés nuageuses permet d'identifier celle qui pilote les variations de l'effet radiatif infrarouge des nuages dans le *climat actuel*. Nous traitons cette question dans le chapitre 4.

Quelle propriété nuageuse, observable par lidar, pilote l'évolution temporelle de l'effet radiatif infrarouge des nuages à court terme (sur 10 ans) et les rétroactions nuageuses infrarouges à long terme (dans 100 ans) dans les simulations des modèles de climat ? Si les variations temporelles *simulées* de l'effet radiatif infrarouge des nuages dans le *climat actuel* sont pilotées par les mêmes propriétés nuageuses

que celles qui pilotent les rétroactions nuageuses infrarouges simulées à *long terme*, on peut alors considérer les observations par lidar comme des contraintes observationnelles pour la représentation des nuages dans les modèles de climat. Nous abordons cette question dans le chapitre 5.

Le chapitre qui suit (chap. 2) présente les outils utilisés pour répondre à ces trois questions.

Chapitre 2

Outils

Sommaire

2.1	Observation de la distribution verticale des nuages par lidar spatial	26
2.1.1	CALIOP : lidar à bord du satellite CALIPSO	26
2.1.2	GOCCP-OPAQ : produit nuage dérivé d’observation de CALIOP	29
2.1.3	Données utilisées dans cette thèse	32
2.2	Observation du rayonnement infrarouge par radiomètre spatial . .	35
2.2.1	CERES : radiomètre à bande large embarqué sur satellite .	35
2.2.2	Mesures CERES instantanées colocalisées avec les observations du lidar CALIOP	36
2.2.3	Données utilisées dans cette thèse	38
2.3	Modélisation du rayonnement infrarouge traversant un nuage . .	39
2.3.1	GAME : code de transfert radiatif pour modéliser le rayonnement infrarouge traversant un nuage	39
2.3.2	ERA-Interim : réanalyses du centre européen pour définir l’atmosphère dans GAME	41
2.4	Représentation des nuages dans les modèles de climat	42
2.4.1	LMDZ : modèle de circulation générale atmosphérique du LMD	42
2.4.2	COSP : outil pour simuler un lidar spatial dans un modèle de circulation générale	43

Ce chapitre présente les principaux outils utilisés dans cette thèse. Les instruments satellitaires pour l’observation des nuages (sect. 2.1) et du rayonnement infrarouge émanant de la Terre et de son atmosphère (sect. 2.2) sont présentés, ainsi que les produits dérivés de ces observations. Nous introduisons également le code de transfert radiatif utilisé pour modéliser le rayonnement infrarouge dans l’atmosphère (avec ou sans nuage) (sect. 2.3). Enfin, le modèle de circulation générale sur lequel nous appliquons notre modèle conceptuel est brièvement présenté ainsi que l’outil permettant de simuler des observations par lidar dans ce modèle (sect. 2.4).

2.1 Observation de la distribution verticale des nuages par lidar spatial

Afin d'obtenir des informations précises et détaillées de la distribution verticale des nuages, nous utilisons les observations collectées par un lidar embarqué sur satellite. Nous décrivons tout d'abord les spécificités de ce lidar et les caractéristiques de l'orbite du satellite sur lequel il se trouve (sect. 2.1.1). Puis nous présentons le produit nuage, dérivé des observations de ce lidar, que nous avons choisi d'utiliser car il a la particularité d'être à une résolution verticale équivalente à celle des signaux lidar simulés sur les sorties des modèles de climat (sect. 2.1.2). Nous décrivons ensuite les principaux diagnostics récemment ajoutés dans ce produit — implémentés par notre équipe et qui ont fait l'objet d'une publication dont je suis co-auteur (GUZMAN et al., 2017) — qui ont été adaptés pour effectuer les études présentées dans cette thèse et, enfin, nous indiquons les observations utilisées. (sect. 2.1.3).

2.1.1 CALIOP : lidar à bord du satellite CALIPSO

CALIOP (*Cloud–Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization*; WINKER et al., 2004) est un lidar embarqué sur le satellite CALIPSO (*Cloud–Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations*; WINKER et al., 2010). Il fournit depuis juin 2006 des **profils verticaux des nuages** et des aérosols à **très haute résolution** (Tableau 2.1).

Altitude (km)	Résolution horizontale (km)	Résolution verticale (m)
30,1 à 40,0	5,00	300
20,2 à 30,1	1,67	180
8,2 à 20,2	1,00	60
-0,5 à 8,2	0,33 ^a	30
-2,0 à -0,5	0,33 ^a	300

a. Cette valeur correspond plus exactement à la *période spatiale horizontale d'échantillonnage* des tirs du lidar car un seul tir est utilisé ici. La résolution horizontale, liée au champ de vue du télescope, est de 90 m.

TABLE 2.1: Résolutions horizontales et verticales des données transmises par CALIPSO pour le signal lidar à 532 nm.

Le satellite CALIPSO a été lancé le 28 avril 2006, il se trouve sur une orbite **héliosynchrone**¹ (heures locales de passage : 13 h 45 ± 25 min au-dessus de la face éclairée et 1 h 45 ± 25 min au-dessus de la face "de nuit") à 700 km d'altitude avec

1. Orbite particulière permettant de survoler la surface terrestre toujours à la même heure solaire locale

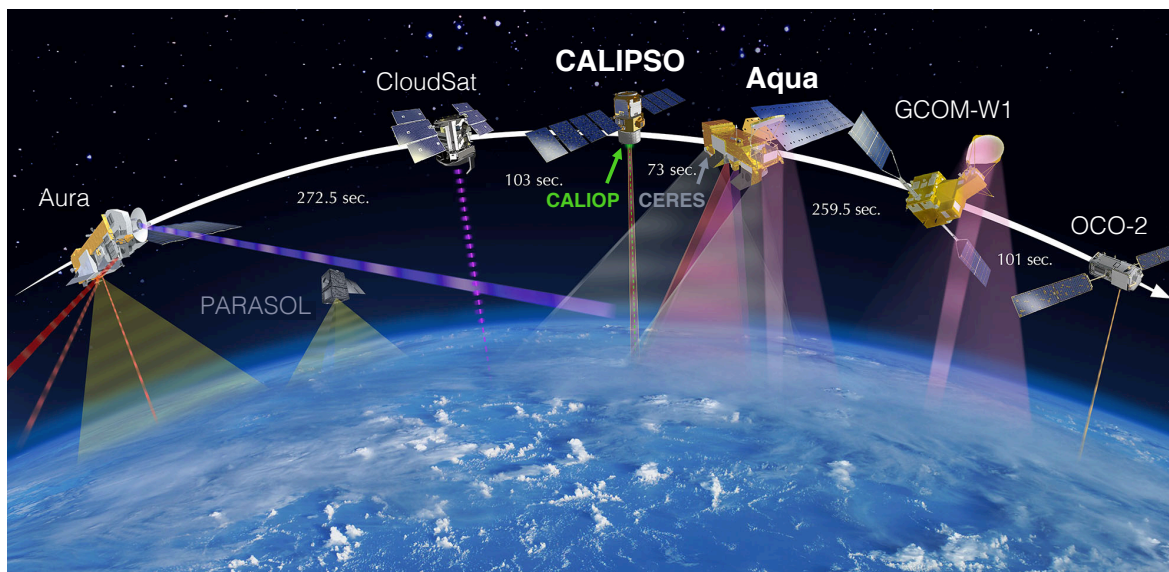


FIGURE 2.1 : Les satellites CALIPSO et Aqua dans la constellation A-Train embarquant respectivement à leur bord le lidar CALIOP et le radiomètre CERES. Source : nasa.org.

une inclinaison de $98,2^\circ$ et effectue un tour de la Terre en 99 min (historique des paramètres orbitaux disponible sur Ixion²). Il **orbite au sein d'une constellation de satellites**, espacés de quelques secondes à quelques minutes, dédiée à l'observation de la Terre : l'A-Train (fig. 2.1).

Le lidar CALIOP (fig. 2.2) est un lidar à rétrodiffusion élastique (voir annexe B.1.1) basé sur un laser Nd:YAG (*Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet*) pompé par diode. Il émet un rayonnement polarisé à deux longueurs d'onde : 532



FIGURE 2.2 : CALIOP sur CALIPSO. Source : cnes.fr.

2. Logiciel d'orbitographie développé au LMD (CAPDEROU, 2012), disponible en version web sur : <http://climserv.ipsl.polytechnique.fr/ixion/index.php>.

et 1064 nm. Ces longueurs d'onde ne correspondant à aucune raie d'absorption d'un des constituants de l'atmosphère, on peut considérer que **seule la diffusion élastique par les molécules et particules affecte le signal**. Le signal lidar, rétrodiffusé par les particules et les molécules présentes dans l'atmosphère, est collecté par un télescope de 1 m de diamètre. Le champ de vue du télescope est de $130 \mu\text{rad}$, ce qui donne une **empreinte au sol d'environ 90 m de diamètre**. Trois canaux de réception permettent ensuite la mesure de l'intensité rétrodiffusée à 1064 nm, à l'aide d'une photodiode à avalanche, et de l'intensité rétrodiffusée à 532 nm dans les composantes polarisées parallèlement et perpendiculairement au plan de polarisation du faisceau émis, à l'aide de photomultiplicateurs.

Le lidar effectue des tirs vers l'avant avec un angle d'inclinaison de 3° par rapport au nadir ($0,3^\circ$ avant novembre 2007). Une optique d'expansion du faisceau laser réduit sa divergence angulaire et permet d'obtenir une empreinte au sol du faisceau laser de 70 m. Le laser génère des impulsions de 20 ns (6 m) à 1064 nm. Un cristal permet de convertir la moitié de l'énergie dans la seconde harmonique à 532 nm, attribuant 110 mJ à chacune des deux longueurs d'ondes. La fréquence de répétition des tirs est de 20,16 Hz, produisant un échantillonnage horizontal tous les 333 m. La résolution verticale fondamentale est quant à elle déterminée par la fréquence d'échantillonnage du signal analogique (10 MHz) et vaut 15 m. Afin de réduire la bande passante télémétrique pour la transmission des données vers la Terre, les résolutions horizontale et verticale sont dégradées par moyennage à bord du satellite. De sorte que, en ce qui concerne le signal lidar à 532 nm — celui qui va nous intéresser par la suite —, **de 0 à 8,2 km d'altitude, la résolution verticale est de 30 m et l'échantillonnage horizontal de 333 m; et de 8,2 à 20,2 km d'altitude, région plus pauvre en diffuseurs, la résolution verticale est de 60 m et les échantillons horizontaux sont moyennés sur 1 km** (Tableau 2.1). Ces moyennages ont pour effet, en contrepartie, d'améliorer le rapport signal sur bruit (SNR en anglais pour *Signal-to-Noise Ratio*).

CALIOP L1 : données lidar de niveau 1

Le produit CALIOP L1 (*Level 1*) (WINKER et al., 2009) contient les profils du **signal lidar rétrodiffusé atténué** [$\text{km}^{-1} \text{sr}^{-1}$] (**ATB** en anglais pour *Attenuated Backscatter*), pour le canal 1064 nm et la somme des canaux parallèle et perpendiculaire à 532 nm (fig. 2.3a et 2.4a). Le profil d'ATB en fonction de l'altitude z peut s'écrire :

$$ATB(z) = [\beta_{mol}(z) + \beta_{part}(z)]\tau^2(z) \quad (2.1)$$

où $\beta_{mol}(z)$ et $\beta_{part}(z)$, exprimés en [$\text{km}^{-1} \text{sr}^{-1}$], représentent les **contributions des molécules et des particules** à l'altitude z au coefficient de rétrodiffusion volumique $\beta(z)$ et $\tau^2(z)$ la transmittance (éq. (1.5)) aller-retour du satellite à l'altitude z (voir annexe B.1.2).

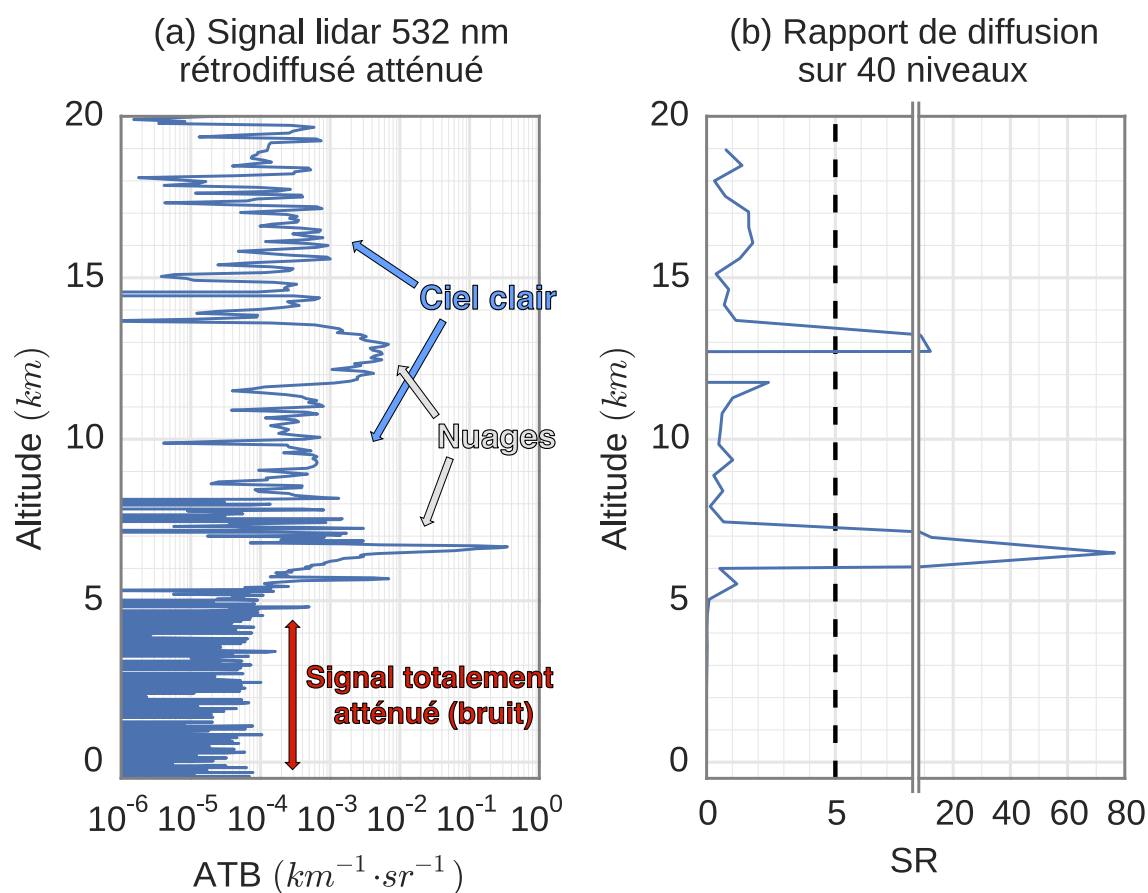


FIGURE 2.3 : (a) Profil du signal lidar rétrodiffusé (ATB en anglais pour *Attenuated Backscatter*) à 532 nm, issu du fichier de données de niveau 1 de CALIOP : *CAL_LID_L1-ValStage1-V3-01.2008-01-01T01-30-23Zn.hdf*. (b) Rapport de diffusion (SR en anglais pour *Scattering Ratio*) correspondant, issu du fichier GOCCP-OPAQ : *instant_SR_CR_DR_2008-01-01T01-30-23Zn_night_CFMIP2_3.0.nc*.

Dans cet exemple, le laser finit par être totalement atténué dans le nuage à 5 km d'altitude, si bien qu'aucun écho de surface n'est détecté.

2.1.2 GOCCP-OPAQ : produit nuage dérivé d'observation de CALIOP

Le produit GOCCP (*GCM-Oriented CALIPSO Cloud Product*; CHEPFER et al., 2010) a été conçu pour **évaluer la représentation des nuages dans les modèles de climat** (GCM en anglais pour *General Circulation Model*). La **résolution verticale** de ce produit — 480 m — a été définie de sorte qu'elle coïncide avec celle du simulateur lidar (sect. 2.4.2) utilisé dans les modèles de climat.

L'algorithme de détection des nuages de GOCCP repose sur la valeur du **rapport de diffusion** (SR en anglais pour *Scattering Ratio*). Le SR représente le rapport entre le signal mesuré, en présence de particules et de molécules, et celui qui serait obtenu en présence de molécules uniquement. Le profil atmosphérique de SR est

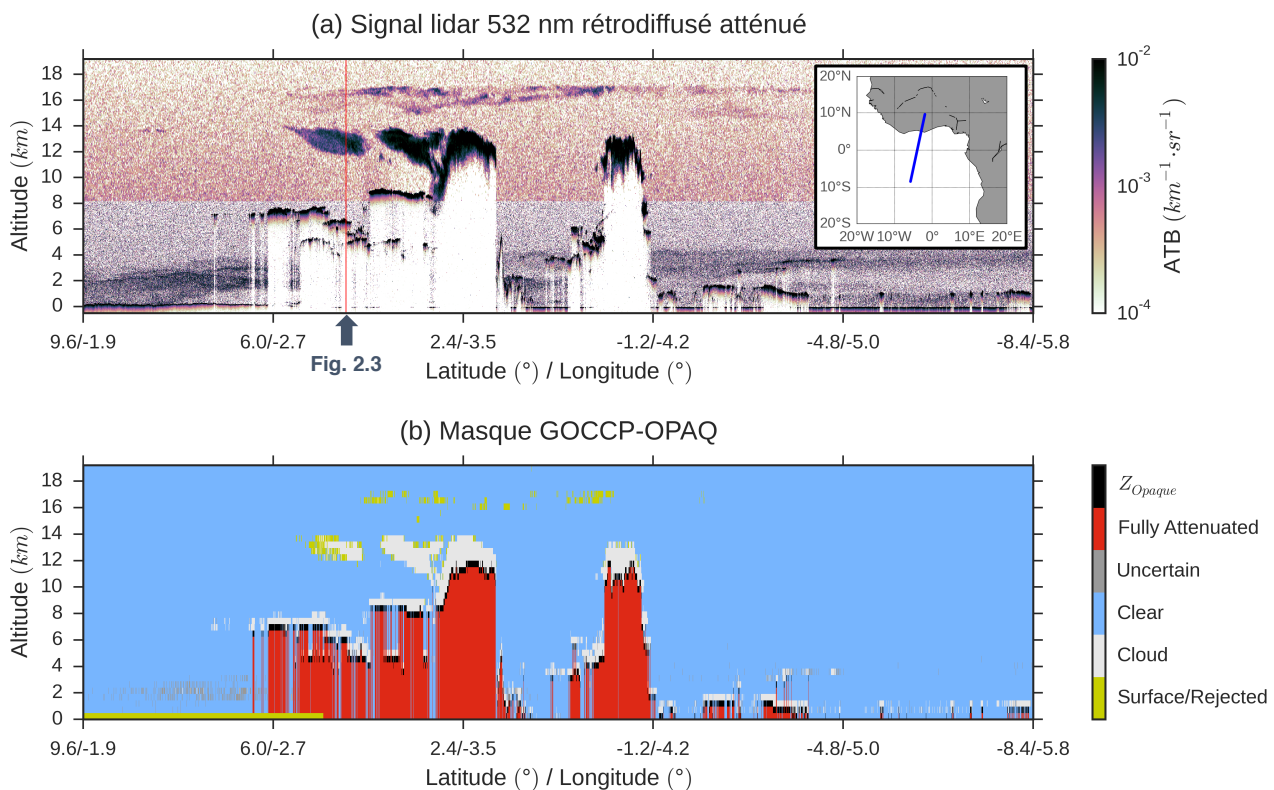


FIGURE 2.4 : (a) Profils du signal lidar rétrodiffusé (ATB) à 532 nm, le long d'une portion d'orbite de CALIPSO (trait bleu sur carte), issus du fichier de données de niveau 1 de CALIOP : *CAL_LID_L1-ValStage1-V3-01.2008-01-01T01-30-23ZN.hdf*. (b) Masque GOCCP-OPAQ correspondant issu du fichier GOCCP-OPAQ : *instant_SR_CR_DR_2008-01-01T01-30-23ZN_night_CFMIP2_3.0.nc*.

obtenu à partir du profil d'ATB issu de CALIOP L1 (voir 2.1.1), et du profil de densité moléculaire [m^{-3}] (MD en anglais pour *Molecular Density*), également disponible dans le produit CALIOP L1, dérivé des réanalyses GEOS5-DAS (*Goddard Earth Observing System version 5 Data Assimilation System* ; RIENECKER et al., 2008) du GMAO (*Goddard Modeling and Assimilation Office*).

Dans GOCCP, les profils $ATB(z)$ originaux (voir résolutions verticales et horizontales dans tableau 2.1) sont moyennés verticalement de façon à obtenir un profil $ATB_{480m}(z)$ tous les 333 m le long de la trace du satellite. On obtient 40 niveaux verticaux de 480 m entre 0 à 19,2 km. Ce moyennage dégrade la résolution verticale mais améliore significativement le SNR (CHEPFER et al., 2010).

Les profils de $MD(z)$, initialement sur 33 niveaux verticaux, sont également placés, par moyennage ou interpolation, sur 40 niveaux verticaux de 480 m de 0 à 19,2 km. Les profils $MD_{480m}(z)$ obtenus sont alors normalisés par le rapport entre $ATB_{480m}(z_{strato})$ et $MD_{480m}(z_{strato})$, calculé dans une portion de la stratosphère ne contenant que des molécules (CHEPFER et al., 2008). Cela donne les profils d'ATB moléculaire $ATB_{480m,mol}(z)$ qui seraient obtenus en absence de toutes particules (aérosols ou nuages).

Pour chaque mesure lidar, le profil de SR (fig. 2.3b) est alors obtenu selon :

$$SR(z) = \frac{ATB_{480m}(z)}{ATB_{480m,mol}(z)} \quad (2.2)$$

En situation d'un ciel sans nuage ni aérosol, appelé « ciel propre » (en anglais *clean sky*)³, $SR(z) = 1$.

Diagnostiques GOCCP-OPAQ

À partir des profils de SR, les différents niveaux verticaux sont classés selon leur valeur de SR suivant :



La classe « *Uncertain* » peut contenir des aérosols (toujours « ciel clair ») mais également des nuages optiquement fins. La classe « *Clear* » représente essentiellement les couches de « ciel propre ». En raison de l'atténuation possible du signal due à des couches supérieures d'aérosols ou de nuages, la valeur du SR en « ciel clair » peut-être inférieure à 1. Lorsque le signal est trop atténué, il n'est plus possible de faire un diagnostic sur ces couches atmosphériques et les niveaux sont classés « *Fully Attenuated* ».

Pour déterminer si le signal est totalement atténué, c.-à-d. si le faible signal reçu n'est dû qu'aux bruits, l'algorithme vérifie l'absence d'écho de surface. Si aucun écho n'est détecté, tous les niveaux sous le nuage le plus bas détecté sont déclarés « *Fully Attenuated* » et le niveau juste sous le nuage le plus bas détecté correspond à l'**altitude d'opacité de l'atmosphère** Z_{Opaque} (GOCCP-OPAQ (GOCCP v3.0); GUZMAN et al., 2017). Il s'agit de l'altitude à laquelle le faisceau laser s'atténue totalement alors qu'il traverse un **nuage optiquement opaque**. L'atténuation totale est atteinte pour une épaisseur optique visible δ_{VIS} (éq. (1.4)), intégrée du sommet de l'atmosphère à Z_{Opaque} , de 3 à 5 (VAUGHAN et al., 2009). L'incertitude sur cette valeur est principalement due à la diffusion multiple (voir annexe B.1.3). Ceci correspond à une **émissivité équivalente** (éq. (A.11)) **dans les grandes longueurs d'onde de 0,8 à 0,9**, en négligeant la diffusion dans le domaine des grandes longueurs d'onde et en considérant $\delta_{VIS}/\delta_{IR} = 2$ (GARNIER et al., 2015). La figure 2.4b représente le masque GOCCP-OPAQ correspondant à la portion d'orbite présentée sur la figure 2.4a. L'intérêt de Z_{Opaque} est que cette altitude est **directement reliée au CRE LW**

3. Nous utilisons le terme « ciel propre » (en anglais *clean sky*) pour un ciel sans nuage ni aérosol, afin de le distinguer du terme « ciel clair » (*clear sky*) souvent utilisé pour un ciel sans nuage uniquement.

(sect. 1.1.4). En effet, l'émission des couches atmosphériques situées sous Z_{Opaque} aura alors peu d'impact sur l'OLR. Le CRE LW est alors fortement corrélé à Z_{Opaque} et à la couverture de ces nuages opaques (GUZMAN et al., 2017).

2.1.3 Données utilisées dans cette thèse

Nous séparons chaque colonne atmosphérique sondée par le lidar CALIOP⁴ dans l'un de ces **trois types de colonnes** (fig. 2.5) :

- « *Clear sky single column* » (marron, centre) : colonne ne contenant aucun nuage, aucun des 40 niveaux verticaux n'est déclaré avec « *Cloud* » ;
- « *Opaque cloud single column* » (orange, droite) : colonne contenant un niveau Z_{Opaque} ;
- « *Thin cloud single column* » (marron et bleu, gauche) : colonne contenant un/des nuage(s) semi-transparent(s) identifié(s) par la présence d'au moins un niveau déclaré avec « *Cloud* » et l'absence de Z_{Opaque} .

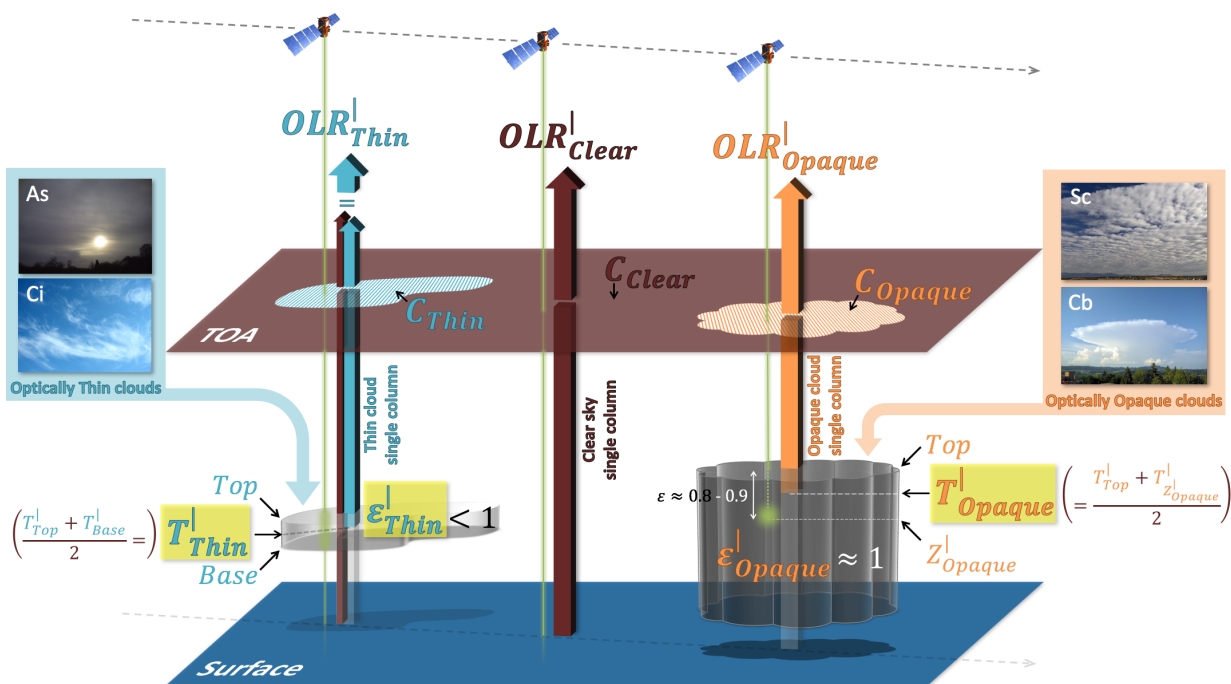


FIGURE 2.5 : Les colonnes atmosphériques sondées par le lidar sont réparties selon 3 types : (gauche) « *Thin cloud single column* », (milieu) « *Clear sky single column* » et (droite) « *Opaque cloud single column* ». C , T et ϵ font référence à des couvertures, températures et émissivités. Les variables surlignées en jaune sont les propriétés nuageuses clés, extraites du produit GOCCP-OPAQ qui pilotent l'OLR au-dessus des colonnes « *Thin* » et « *Opaque* ». L'OLR total sur une région dépend de la couverture que représente chaque type de colonnes atmosphériques.

4. Chaque variable X considérée à l'échelle d'une colonne atmosphérique sondée par lidar sera marquée par l'exposant X^l .

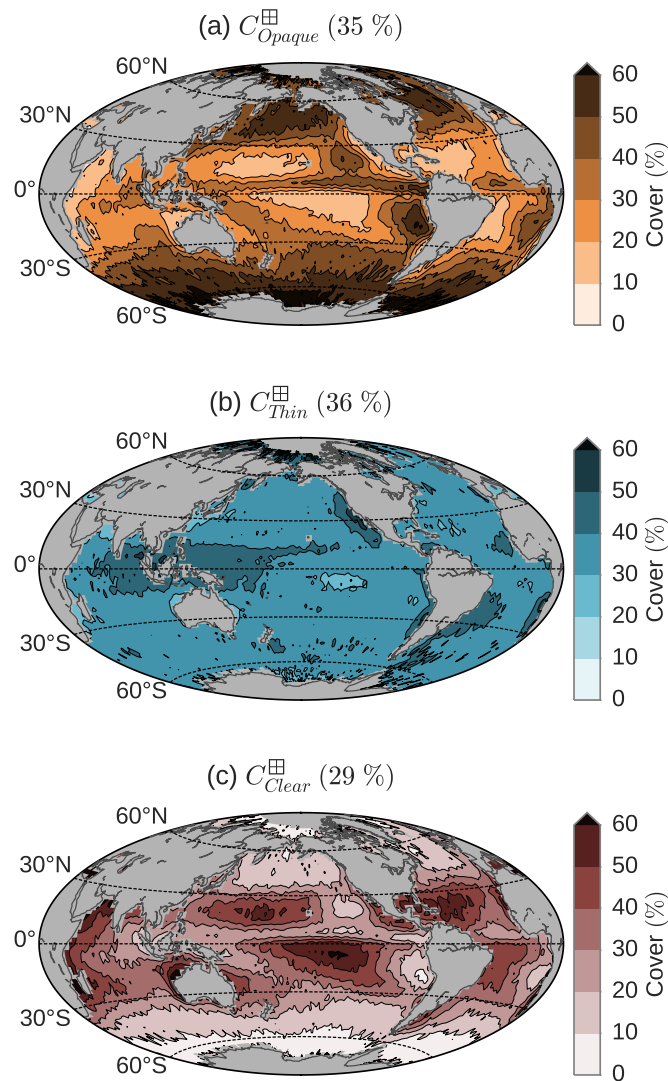


FIGURE 2.6 : (a) Couverture des nuages opaques, (b) couverture des nuages fins et (c) couverture du ciel clair, dérivées des observations du lidar CALIOP d'après le produit GOCCP v3.0. Uniquement de nuit au-dessus des surfaces océaniques non glacées pour la période 2008–2015. Moyennes globales données entre parenthèses.

La figure 2.6 montre les couvertures globales au-dessus des océans de ces 3 types de colonnes sur des boîtes de $2^\circ \times 2^\circ$ ⁵. La couverture sur une boîte de $2^\circ \times 2^\circ$ d'un type de colonnes est donnée par le rapport entre le nombre d'occurrences de ce type de colonnes divisé par le nombre total de colonnes dans cette boîte. **La couverture des nuages opaques est de 35 %, elle est de 36 % pour les nuages fins (thin) et de 29 %** pour les zones de ciel clair en moyenne annuelle sur la période 2008–2015. La couverture des nuages opaques est très importante aux moyennes latitudes. Dans les tropiques, des zones de fortes occurrences révèlent clairement les régions de convection profonde, telles que la « *warm pool* » et l'ITCZ (sect. 1.1.2). Ces résultats sont

⁵. Chaque variable X considérée à l'échelle d'une boîte de $2^\circ \times 2^\circ$ sera marquée par l'exposant X^{\boxplus} .

discutés en détail dans GUZMAN et al. (2017).

De ces colonnes nuageuses, nous extrayons les informations qui permettront d'évaluer les propriétés nuageuses fondamentales pour l'estimation de l'OLR et du CRE LW. Des « *Opaque cloud single columns* », nous extrayons :

- Les **altitudes** Z_{Opaque}^l , altitude d'atténuation totale du lidar, et Z_{Top}^l , altitude du niveau le plus élevé déclaré avec « *Cloud* », et les **températures** $T_{Z_{Opaque}^l}^l$ et T_{Top}^l associées à ces niveaux verticaux. Les températures sont obtenues à l'aide des profils de températures fournis par les réanalyses du GMAO, qui sont disponibles dans les données CALIOP L1 et reportées dans le produit GOCCP v3.0.

Des « *Thin cloud single columns* », nous extrayons :

- Les **altitudes** Z_{Base}^l , altitude du niveau le plus bas déclaré avec « *Cloud* », et Z_{Top}^l , altitude du niveau le plus élevé déclaré avec « *Cloud* », et les **températures** T_{Base}^l et T_{Top}^l associées à ces niveaux verticaux.
- L'**émissivité équivalente** ε_{Thin}^l des nuages présents dans la colonne, déduite du rapport de diffusion moyen des niveaux déclarés en ciel clair (« *Clear* ») sous le nuage $\langle SR' \rangle_{below}$, qui correspond approximativement à la transmittance aller-retour apparente τ_{app}^l à travers le nuage. En effet, si l'on considère que la valeur du coefficient de diffusion multiple η (voir annexe B.1.3) est fixe et que l'épaisseur optique infrarouge est la moitié de celle du visible, on peut en déduire l'épaisseur optique infrarouge du nuage fin $\delta_{Thin}^{LW} = -\ln(\tau_{app}^l) / (4\eta)$ (GARNIER et al., 2015). Enfin, en négligeant la diffusion dans l'infrarouge, on retrouve l'émissivité du nuage fin à partir des équations (A.10), (A.12) et (1.5) : $\varepsilon_{Thin}^l = 1 - e^{-\delta_{Thin}^{LW}}$.

Les propriétés nuageuses dérivées de ces informations seront prochainement ajoutées aux données « griddées » (boîtes de $2^\circ \times 2^\circ$) de la dernière version du produit GOCCP et mises à disposition de la communauté.

Observations lidar utilisées

Huit années (1^{er} jan. 2008 – 31 dec. 2015) d'observations de CALIOP sont utilisées dans cette thèse. Les données des années 2006 et 2007 ne sont pas considérées, car avant que l'angle de visée du lidar ait été augmenté (novembre 2007), la présence de cristaux orientés peut affecter le signal lidar (p. ex. PLATT et al., 1978; NOEL et CHEPFER, 2004) et par conséquent les valeurs des propriétés nuageuses.

Afin d'éviter toute incertitude due au bruit du rayonnement solaire, les résultats présentés dans cette thèse sont uniquement réalisés à partir d'**observations par lidar de nuit**.

De plus, comme nous utilisons certaines informations de CERES (sect. 2.2.1) moyennées sur tout le cycle diurne, nous limitons cette étude aux observations **au-dessus des océans**, de façon à ne pas être influencés par des changements importants des propriétés des surfaces apparaissant au cours d'une journée (tel le changement de température de surface des continents).

Enfin, pour ne pas apporter d'incertitudes dues aux changements importants des propriétés des océans au cours des saisons, nous **ne tenons pas compte des observations effectuées au-dessus des surfaces de mer glacées**. Pour cela, nous nous basons sur la fraction de glace de mer fournie par les réanalyses ERA-Interim (sect. 2.3.2).

2.2 Observation du rayonnement infrarouge par radiomètre spatial

Les mesures de l'OLR « *clear-sky* », dont nous avons besoin pour l'estimation de l'OLR « *all-sky* » à partir des observations par lidar, et les mesures de l'OLR « *all-sky* », que nous utilisons pour la validation de ce dernier, sont tirées des observations du radiomètre CERES, actuellement la référence pour la mesure des flux radiatifs au sommet de l'atmosphère. Nous présentons brièvement les caractéristiques de l'instrument (sect. 2.2.1), puis la démarche employée pour colocaliser les observations de l'instrument à bord du satellite de l'A-Train avec les observations du lidar CALIOP (sect. 2.2.2). Enfin, nous indiquons quelles données CERES sont utilisées dans cette thèse (sect. 2.2.3).

2.2.1 CERES : radiomètre à bande large embarqué sur satellite

CERES (*Clouds and the Earth's Radiant Energy System*; LOEB et al., 2001) est un radiomètre (voir annexe B.2.1) qui mesure à la fois le rayonnement solaire réfléchi et le rayonnement émis par la Terre au sommet de l'atmosphère. Il permet ainsi d'estimer le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère (sect. 1.1.1). Pour cela, il dispose de trois canaux en bandes larges : le premier effectue une mesure du **rayonnement total entre $0,3 \mu\text{m}$ et $200 \mu\text{m}$** , le deuxième une mesure du **rayonnement visible et proche-infrarouge entre $0,3 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$** correspondant au rayonnement solaire réfléchi (SW) et le troisième une mesure dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère entre $8 \mu\text{m}$ et $12 \mu\text{m}$. L'OLR est déduit de la **différence entre les deux premiers canaux**. La grandeur mesurée par CERES correspond à une luminance (Tableau A.1). Pour estimer le bilan radiatif global, les luminances mesurées [$\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$] doivent être converties en flux radiatifs [W m^{-2}] (voir annexe B.2.2).

2.2.2 Mesures CERES instantanées colocalisées avec les observations du lidar CALIOP

Le radiomètre CERES, à bord du satellite Aqua de la constellation A-Train (fig. 2.1), effectue des mesures de l'OLR par balayages successifs (annexe B.2.1) orthogonalement à sa trajectoire (fig. 2.7; empreintes bleues). L'une des mesures instantanées (SSF en anglais pour *Single Scanner Footprint*) de chaque fauchée de CERES se trouve sur la trajectoire de CALIPSO, c.-à-d. à l'endroit où le lidar CALIOP (sect. 2.1.1) tirera 2 minutes et 45 secondes plus tard. Ainsi, ces mesures instantanées qui coupent la trace au sol de CALIPSO donnent l'**OLR au-dessus des colonnes atmosphériques sondées par le lidar**. Comme une empreinte au sol d'une mesure CERES a un diamètre d'environ 20 km, alors que le lidar CALIOP échantillonne l'atmosphère le long de sa trace tous les 333 m avec une empreinte de 70 m (sect 2.1.1), **plusieurs colonnes atmosphériques sondées par le lidar (jusqu'à 60) se trouvent dans une empreinte de CERES**⁶.

Pour colocaliser les données instantanées de GOCCP-OPAQ (les colonnes atmosphériques sondées par le lidar) et les mesures instantanées SSF de CERES, nous utilisons le produit C3M (*CALIPSO, CloudSat, CERES, and MODIS Merged Product*; KATO et al., 2011) qui identifie les empreintes de la fauchée de CERES qui coupent la trace au sol de CALIPSO (fig. 2.7; empreintes rouges). Puis nous colocalisons, à partir des informations de géolocalisation, toutes les colonnes atmosphériques GOCCP-OPAQ qui tombent dans chaque empreinte CERES identifiée précédemment (fig. 2.7; empreintes CALIOP blanches dans empreintes CERES rouges).

Nous utilisons ces observations pour la validation de l'OLR dérivé de mesures lidar au-dessus de nuages opaques et au-dessus de nuages fins. Pour cela, nous considérons qu'une **colonne atmosphérique avec pour base une empreinte CERES est une « Opaque (Thin) cloud column » si toutes les « single columns » (profils lidar) colocalisées sont déclarées comme étant des « Opaque (Thin) cloud single column »**.

Du produit C3M, nous utilisons également l'**estimation de l'OLR « clear-sky »** (OLR qui devrait être mesuré en l'absence de nuage) **des empreintes CERES colocalisées avec CALIOP**. Cette estimation de l'OLR ciel clair est l'une des plus fiables qui puisse être faite actuellement car elle est calculée à partir de simulations de transfert radiatif en utilisant la synergie d'informations issues des différents instruments orbitant dans la constellation de satellites A-Train.

6. Chaque variable X considérée à l'échelle d'une empreinte de CERES sera marquée par l'exposant X^\ominus .

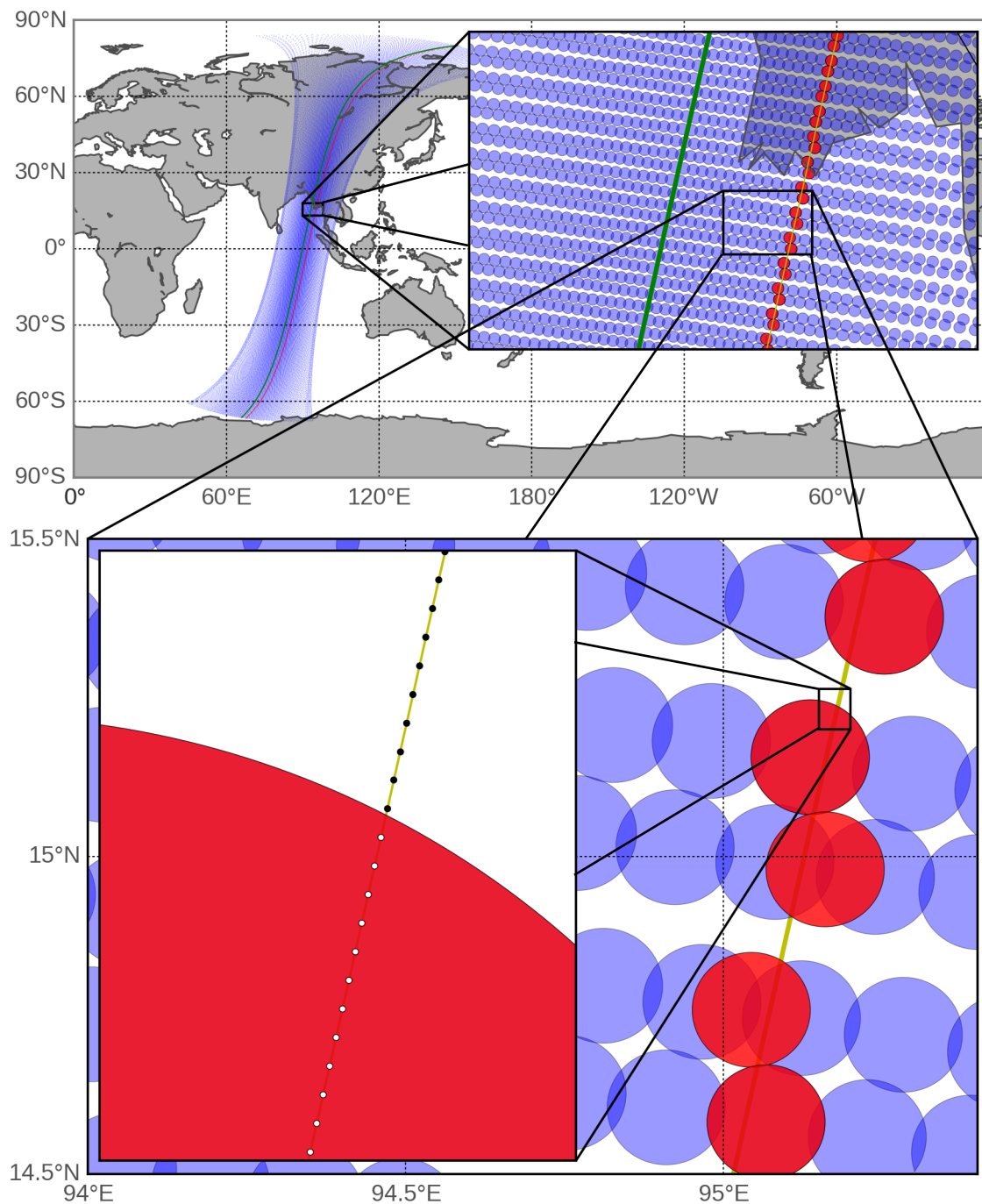


FIGURE 2.7 : Colocalisation des mesures CERES et CALIOP. Empreintes des mesures CERES instantanées (bleu) effectuées par balayage au cours d'un passage du satellite Aqua (trait vert). Le produit C3M donne, pour chaque fauchée, l'empreinte CERES colocalisée (rouge) avec la trace au sol de CALIPSO (trait jaune). À partir des informations de géolocalisation de ces empreintes et des empreintes du lidar CALIOP, nous séparons les empreintes CALIOP tombant dans une empreinte CERES (blanc) des empreintes CALIOP tombant en dehors (noir). Pour effectuer cette colocalisation, nous utilisons une méthode des plus proches voisins.

Orbite du 31 décembre 2008 entre 19 h 16 et 19 h 58 UTC. Les empreintes CERES sur toute la fauchée (bleu) sont tirées du produit CERES SSF Level 2 dans lequel seule une mesure CERES sur deux est répertoriée, d'où le fait que l'empreinte fournie par C3M semble parfois se trouver entre deux empreintes.

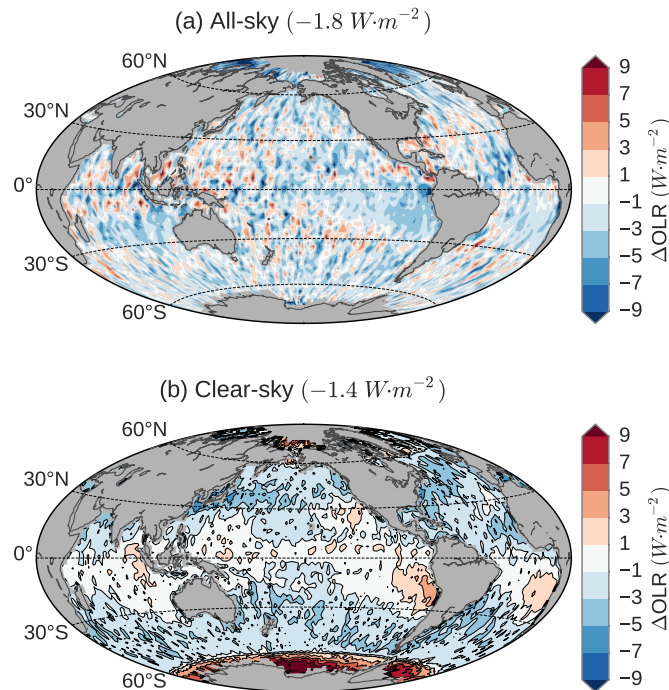


FIGURE 2.8 : Différence entre l'OLR issu de C3M et l'OLR issu de CERES-EBAF ($OLR^{\oplus(C3M)} - OLR^{\oplus(EBAF)}$) : (a) en considérant toutes les mesures (*All-sky*), (b) en ne considérant que les mesures en ciel clair (*Clear-sky*). Moyenne sur la période 2008–2010. Moyennes globales données entre parenthèses. Pour C3M, seules les données de nuit au-dessus des surfaces de mer non glacées sont considérées.

2.2.3 Données utilisées dans cette thèse

Nous utilisons les données CERES instantanées, issues du **produit C3M**, colocalisées avec les observations de nuit du lidar CALIOP pour : 1) l'OLR « *clear-sky* » nécessaire dans l'estimation de l'OLR « *all-sky* » à partir des propriétés nuageuses dérivées de CALIOP et 2) l'OLR « *all-sky* » permettant de valider l'OLR « *all-sky* » estimé à partir des propriétés nuageuses dérivées de CALIOP.

Cependant, les **données C3M** étant seulement **disponibles jusqu'à avril 2011**, date à laquelle un défaut sur les batteries de CloudSat contraint celui-ci à sortir de l'A-Train, nous utilisons les données du **produit CERES-EBAF Edition 2.8** (voir encadré ci-dessous) pour l'étude des variations interannuelles de 2008 à 2015. Ce produit fournit également l'OLR « *clear-sky* » et l'OLR « *all-sky* » mais ces flux sont fournis en moyenne mensuelle sur des boîtes de $1^\circ \times 1^\circ$ et intègrent toutes les mesures de tous les instruments CERES en orbite (trois actuellement) de jour comme de nuit. La figure 2.8 donne les différences entre les flux issus de C3M colocalisés avec CALIOP et les flux issus de CERES-EBAF pour l'OLR « *clear-sky* » et l'OLR « *all-sky* », sur des boîtes de $2^\circ \times 2^\circ$ pour la période 2008–2010. **L'écart est presque toujours inférieur à 5 W m^{-2}** hormis dans les régions polaires où il peut être bien supérieur, ce qui est dû

au fait que nous ne considérons pas les données au-dessus des surfaces de mer glacées dans C3M. Les autres différences sont dues au sous-échantillonnage dans C3M (une seule empreinte considérée par fauchée), au fait que seules les données de nuit, c.-à-d. à 1 h 45 heure locale (sect. 2.1.1), sont prises en considération pour C3M alors que les valeurs pour CERES-EBAF tiennent compte de tout le cycle diurne, au fait que CERES-EBAF tient compte de mesures d'autres instruments CERES en orbite et au fait que les valeurs de CERES-EBAF sont ajustées de façon à éliminer l'incohérence entre le flux net au sommet de l'atmosphère global moyen et le stockage de chaleur dans le système Terre-atmosphère.

CERES-EBAF Le produit CERES-EBAF (*Energy Balanced and Filled*; LOEB et al., 2009) a été conçu avec deux principaux objectifs : éliminer l'incohérence entre le flux net global moyen au sommet de l'atmosphère et le stockage de chaleur dans le système Terre-atmosphère et compléter les données manquantes de flux en ciel clair dans les régions où la couverture nuageuse est persistante. Pour répondre à ce deuxième objectif, les mesures de l'instrument MODIS, dont la résolution spatiale bien plus fine permet de détecter quelques pixels de ciel clair dans ces régions, sont utilisées pour déduire les valeurs des flux en ciel clair dans ces régions.

2.3 Modélisation du rayonnement infrarouge traversant un nuage

Dans cette thèse, nous cherchons à obtenir une expression simple de l'OLR qui soit fonction de quelques grandeurs nuageuses issues des observations par lidar, en tenant compte de la pertinence de la décomposition des colonnes atmosphériques sondées selon la présence ou non d'une altitude d'opacité totale Z_{Opaque}^l . Nous présentons dans cette section le code de transfert radiatif que nous utilisons pour déterminer ces expressions simples (sect. 2.3.1) et les données de réanalyses utilisées pour déterminer les propriétés de l'atmosphère et de la surface dans ces simulations de transfert radiatif (sect. 2.3.2).

2.3.1 GAME : code de transfert radiatif pour modéliser le rayonnement infrarouge traversant un nuage

Tous les calculs de transfert radiatif effectués au cours de cette thèse ont été réalisés à l'aide du code de transfert radiatif GAME (DUBUISSON et al., 2004). Ce code de transfert radiatif en mode direct permet de simuler l'interaction matière-rayonnement dans l'atmosphère. Il permet de calculer le flux radiatif sur l'ensemble du spectre solaire et infrarouge. L'équation du transfert radiatif (sect. 1.1.3) est résolue à l'aide de DISORT (*DiScrete Ordinate Radiative Transfer*; STAMNES et al., 1988)

et tient compte de la diffusion multiple. GAME est un code à **bandes étroites** : la discrétisation du spectre électromagnétique se fait en bandes régulières de 20 cm^{-1} . Il ne tient pas compte des effets tri-dimensionnels des nuages et est basé sur l'approximation *plans-parallèles infinis*. La **résolution verticale est de 1 km de 0 à 25 km d'altitude** et est plus grossière au-delà.

Nous utilisons ce code pour **simuler le rayonnement infrarouge (LW)**, intégré entre $5 \mu\text{m}$ (2000 cm^{-1}) et $200 \mu\text{m}$ (50 cm^{-1}) pour être parfaitement cohérent avec les observations CERES (sect. 2.2.1), sortant au sommet de l'atmosphère, c.-à-d. l'OLR. Comme notre étude ne tient compte que des données d'observations de nuit, nous fixons le cosinus de l'angle zénithal solaire μ à 0 dans GAME, de sorte que le flux solaire ne soit pas pris en compte. Nous considérons pour l'émissivité de surface des océans : $\varepsilon = 0,98$. Les profils de concentration des gaz autres que la vapeur d'eau et l'ozone (CO_2 , CH_4 , CO , etc.), relativement stables au cours des saisons et homogènes sur tout le globe (UMG en anglais pour *Uniformly Mixed Gases*), sont fixés dans GAME.

En entrée de GAME, nous faisons varier la **température de surface (SST** en anglais pour *Sea Surface Temperature*), le **profil de température**, le **profil de contenu en vapeur d'eau** et le **profil de contenu en ozone** de 0 à 120 km d'altitude. La SST et les profils de température et de contenu en vapeur d'eau de 0 à 45 km sont extraits des réanalyses ERA-Interim (sect. 2.3.2). Le profil d'ozone, de 0 à 120 km, et les profils de température et de contenu en vapeur d'eau, de 45 à 120 km, proviennent de profils standards de l'AFGL (*Air Force Research Laboratory*; MCCLATCHEY et al., 1972) issus d'analyses d'observations et qui représentent les profils moyens de chaque bande de latitudes en fonction de la saison. **Nous ajoutons ensuite d'éventuelles couches nuageuses**, en spécifiant pour chacune d'elles : le type de particules nuageuses — parmi les propriétés optiques de 7 formes de cristaux de glace classiques (YANG et al., 2005) —, l'indice de taille effective des particules nuageuses et l'épaisseur optique à $12 \mu\text{m}$.

Le schéma fonctionnel de la figure 2.9 résume l'ensemble des paramètres fixés pour cette étude (haut) et des entrées que nous faisons varier (gauche) pour le calcul de l'OLR.

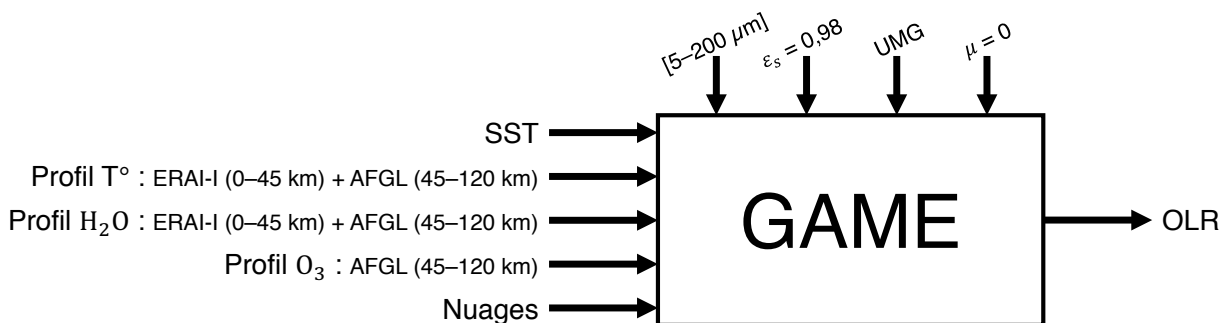


FIGURE 2.9 : Schéma fonctionnel de GAME pour le calcul de l'OLR.

2.3.2 ERA-Interim : réanalyses du centre européen pour définir l'atmosphère dans GAME

Les données de température de surface et de profils atmosphériques de température et d'humidité que nous utilisons dans GAME sont issues des réanalyses ERA-Interim (DEE et al., 2011). La figure 2.10 donne un exemple de données issues de ERA-Interim : il s'agit de la SST en moyenne sur l'année 2008 que nous utilisons comme entrée dans le code de transfert radiatif GAME (sect. 2.3.1).

Le produit de réanalyses ERA-Interim est fourni par le Centre Européen de Prévision Météorologique à Moyen Terme (CEPMMT – ECMWF en anglais pour *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*), une organisation intergouvernementale soutenue par dix-huit Etats membres européens. Ce produit couvre la période de 1979 à aujourd'hui.

Qu'est-ce que les réanalyses ? Les réanalyses sont des données produites à partir de la combinaison d'un modèle de prévisions météorologiques et d'observations. Durant un cycle d'*assimilation de données*, des observations de diverses sources et régions du globe sont intégrées dans un modèle de prévision numérique du temps. Ce dernier, basé sur des équations physiques, va produire, à partir des observations dont il dispose, les données de diverses variables cohérentes sur toute sa grille de calculs au temps initial. Cela permet d'avoir un portrait global du système Terre contenant des données d'observations complétées par d'autres données qu'on appelle les *analyses*. Les analyses météorologiques sont produites depuis plusieurs décennies et certains centres ont décidé de revoir leurs archives afin d'homogénéiser les divers produits d'analyses qui n'ont cessé d'être modifiés au fil des années (la résolution par exemple). Ces nouvelles données, appelées *réanalyses météorologiques*, permettent d'obtenir un portrait exhaustif de l'état du système terrestre sur près de 40 ans.

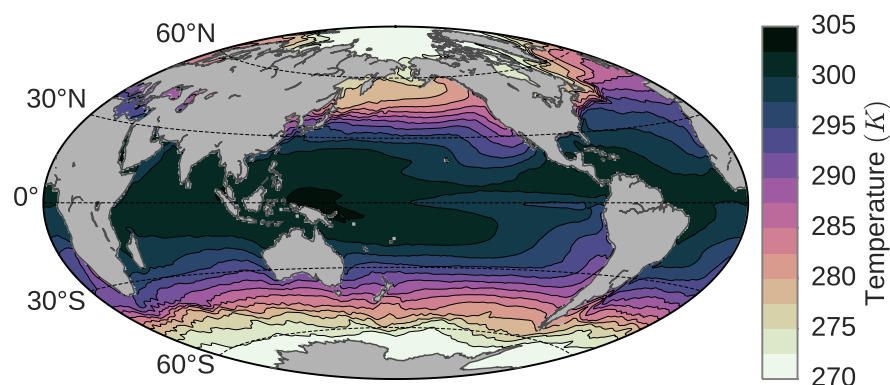


FIGURE 2.10 : Température de surface des océans (SST en anglais pour *Sea Surface Temperature*) en moyenne annuelle (2008). Données issues des réanalyses ERA-Interim $0,75^\circ \times 0,75^\circ$ en moyennes mensuelles.

2.4 Représentation des nuages dans les modèles de climat

Nous présentons ici brièvement le modèle de circulation générale atmosphérique (AGCM en anglais pour *Atmospheric General Circulation Model*) utilisé dans cette thèse (sect 2.4.1), dont nous cherchons à tester le réalisme de la représentation des nuages en comparant nos résultats issus des observations par lidar à ceux dérivés des simulations du modèle par l'intermédiaire d'un simulateur lidar (sect 2.4.2).

2.4.1 LMDZ : modèle de circulation générale atmosphérique du LMD

LMDZ est le nom donné au modèle de circulation générale atmosphérique développé depuis les années 70 au Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD). Il s'agit d'un modèle numérique qui résout les équations primitives de la mécanique des fluides (version simplifiée des équations de Navier-Stokes) et de la thermodynamique des fluides et simule le transfert radiatif sur une planète discrétisée (fig. 2.11). Le « Z » de son nom, pour « Zoom », se réfère à la capacité de raffinement du maillage du modèle. Il s'agit de la composante atmosphérique du modèle « intégré » de climat de l'Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL) dans lequel LMDZ est couplé aux autres composantes du système climatique : surfaces continentales (ORCHIDEE), hydrosphère et cryosphère (NEMO), ...

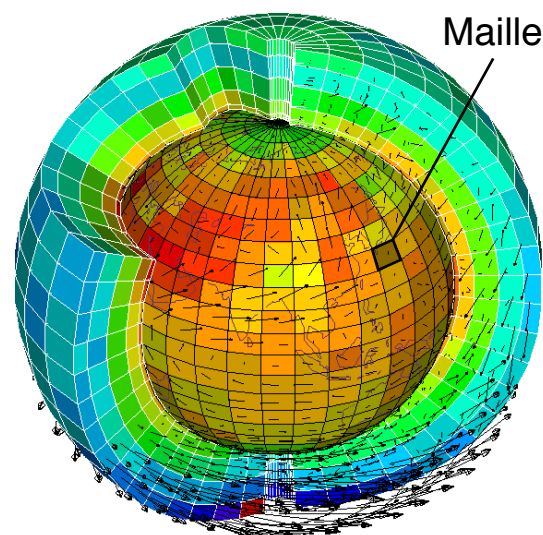


FIGURE 2.11 : Représentation schématique d'un modèle de circulation générale atmosphérique. © L. Fairhead.

La dernière version actuellement disponible est LMDZ5B (HOURDIN et al., 2013). Dans cette thèse, nous utilisons les sorties d'une nouvelle version en cours de développement : LMDZ6. Le nombre de points de grille fixé pour cette étude est de 143 en latitude et 144 en longitude, ce qui donne une taille de maille en lat. \times lon. de $1,27^\circ \times 2,5^\circ$.

Pour tester et comparer les différents modèles de circulation générale atmosphérique développés à travers le monde, il est courant d'effectuer des simulations sans les coupler aux autres composantes du système climatique afin d'estimer les erreurs liées uniquement à la composante atmosphérique des modèles intégrés. C'est notamment l'objectif du AMIP (*Atmospheric Model Intercomparison Project*; GATES, 1992). Dans ce projet, les simulations effectuées sont forcées par les températures issues des observations. Les simulations de LMDZ6 dont nous disposons sont deux simulations de type AMIP :

- une simulation « AMIP » sur la période 2008–2014, que nous utilisons comme représentation du **climat actuel**.
- une simulation « AMIP+4K » sur la période 2006–2012, qui correspond à une simulation « AMIP » mais dont la température de surface est augmentée d'une quantité représentant le réchauffement climatique simulé par les simulations des modèles intégrés. Pour les océans, la SST est alors forcée aux valeurs observées auxquelles sont ajoutées 4 K de manière presque uniforme dans toutes les régions. Nous utilisons cette simulation comme représentation du **climat futur**.

2.4.2 COSP : outil pour simuler un lidar spatial dans un modèle de circulation générale

Afin de tester le réalisme des représentations des nuages dans les modèles, une méthode consiste à utiliser des simulateurs d'instruments spatiaux qui reproduisent des **observations synthétiques qui auraient été mesurées par des instruments existants** en orbite autour de la planète virtuelle. En appliquant sur ces « données » synthétiques les mêmes algorithmes que ceux utilisés sur les observations réelles pour estimer certaines variables nuageuses, les champs issus des simulateurs d'*observables* sont directement comparables aux observations.

La communauté CFMIP (*Cloud Feedback Model Intercomparison Project*) a développé un ensemble de simulateurs d'instruments satellites qui peut être intégré dans les modèles dont LMDZ : COSP (*CFMIP Observation Simulator Package*; BODAS-SALCEDO et al., 2011). Il contient notamment un simulateur du lidar spatial CALIOP (CHEPFER et al., 2008; CESANA et CHEPFER, 2012; GUZMAN et al., 2017).

L'instrument spatial simulé n'orbite pas « réellement » autour de la planète virtuelle. Contrairement aux observations réelles, celles simulées par COSP peuvent

en effet être faites simultanément sur tous les points du globe à chaque pas de temps. Les dimensions des nuages étant généralement bien plus petites que celles des mailles du modèle, il est en revanche nécessaire de **générer de façon aléatoire des profils atmosphériques synthétiques sous-mailles** pour approcher les échelles spatiales d'un profil atmosphérique observé par lidar. COSP utilise pour cela SCOPS (*Subgrid Cloud Overlap Profile Sampler*; KLEIN et JAKOB, 1999; WEBB et al., 2001) dont l'algorithme répartit les fractions nuageuses de chaque niveau atmosphérique dans les différentes sous-colonnes atmosphériques.

Chapitre 3

Effet radiatif infrarouge des nuages à partir de mesures par lidar spatial *

Sommaire

3.1	Températures radiatives des nuages opaques et fins	46
3.1.1	Définition	46
3.1.2	Observations lidar	49
3.2	Flux infrarouge au sommet de l'atmosphère	52
3.2.1	Relation linéaire entre l'OLR et les observations par lidar déduite de simulations de transfert radiatif 1D	52
3.2.2	Évaluation de la relation linéaire à partir d'observations instantanées à l'échelle d'une empreinte CERES	55
3.2.3	Évaluation de la relation linéaire à partir d'observations en moyennes mensuelles à l'échelle d'une boîte de $2^\circ \times 2^\circ$	56
3.3	Contributions des nuages opaques et fins à l'effet radiatif des nuages	57
3.3.1	Décomposition de l'effet radiatif infrarouge des nuages en contributions dues aux nuages opaques et fins	59
3.3.2	Moyennes globales	59
3.3.3	Tropiques	63
3.4	Discussion	65
3.4.1	Températures radiatives des nuages opaques et fins	66
3.4.2	Évaluation de l'OLR au-dessus des nuages fins	66
3.4.3	OLR sur boîte de $2^\circ \times 2^\circ$	67
3.4.4	Sensibilité à Z_{Opaque}^l et au facteur de diffusion multiple	68
3.5	Conclusion	68

*. Ce chapitre reprend l'article suivant : VAILLANT DE GUÉLIS, T., CHEPFER, H., NOEL, V., GUZMAN, R., DUBUISSON, P., WINKER, D. M., et KATO, S. (2017). « The link between outgoing longwave radiation and the altitude at which a spaceborne lidar beam is fully attenuated ». Dans : *Atmospheric Measurement Techniques* 10, p. 4659–4685. DOI : 10.5194/amt-10-4659-2017 (voir annexe D).

Dans ce chapitre, nous cherchons à estimer l'effet radiatif infrarouge des nuages à partir des observations par lidar. Pour cela, nous proposons d'utiliser la séparation des nuages opaques et fins et l'altitude d'opacité dans les nuages opaques Z_{Opaque}^l obtenues par mesure lidar, pour déterminer les températures radiatives des nuages opaques et fins (sect. 3.1). Nous cherchons ensuite à relier ces températures radiatives linéairement à l'OLR (sect. 3.2) afin d'en déduire une expression simple du CRE LW et évaluons les contributions relatives des nuages opaques et des nuages fins (sect. 3.3). Enfin, nous discutons les limites de cette approche (sect. 3.4).

3.1 Températures radiatives des nuages opaques et fins

Afin de montrer qu'il est possible, à partir des observations par lidar, d'estimer l'OLR, nous montrons tout d'abord que la température radiative d'un nuage peut être obtenue à partir de mesures lidar (sect. 3.1.1). Nous présentons ensuite les distributions de ces températures radiatives de nuages dérivées de mesures par lidar, au-dessus des moyennes latitudes et des tropiques (sect. 3.1.2).

3.1.1 Définition

Théorie

La température radiative d'un nuage correspond à la **température radiative équivalente du nuage** T_{rad}^l telle que le flux infrarouge montant émis par un nuage d'émissivité ε^l soit, au sommet du nuage, $F_{Cloud}^{\uparrow LW} | (Cloud Top) = \varepsilon^l \sigma (T_{rad}^l)^4$, avec σ la constante de Stefan–Boltzmann.

Si l'on considère un nuage uniforme optiquement, d'épaisseur optique infrarouge δ_{Cloud}^{LW} , et en supposant que la température croît linéairement du sommet à la base du nuage, alors le flux infrarouge émis par le nuage au sommet du nuage $F_{Cloud}^{\uparrow LW} | (Cloud Top)$ **peut être calculé à partir de l'équation du transfert radiatif** (voir annexe C.1). On peut ensuite déduire la température radiative du nuage T_{rad}^l en résolvant l'équation :

$$F_{Cloud}^{\uparrow LW} | (Cloud Top) = \varepsilon^l \sigma (T_{rad}^l)^4 = (1 - e^{-\delta_{Cloud}^{LW}}) \sigma (T_{rad}^l)^4 \quad (3.1)$$

Prenons, par exemple, un nuage uniforme optiquement, dont la température de la base T_{Base}^l est à 260 K et celle du sommet T_{Top}^l à 250 K. Nous montrons sur la figure 3.1 la température radiative de ce nuage T_{rad}^l déduite de l'équation du transfert radiatif (vert) en fonction de l'épaisseur optique infrarouge du nuage δ_{Cloud}^{LW} . À mesure que δ_{Cloud}^{LW} augmente, le flux émis par les couches les plus basses du nuage a moins

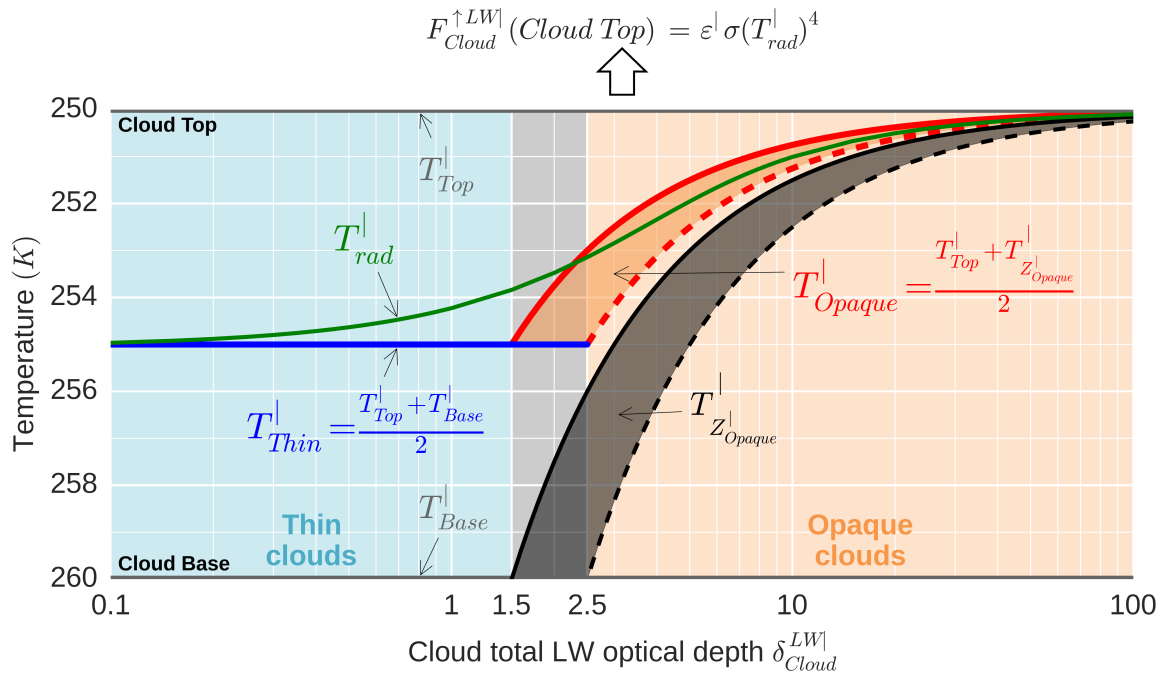


FIGURE 3.1 : Comparaison entre la température radiative d'un nuage déduite de l'équation du transfert radiatif T_{rad}^l (vert) et les estimations de celle-ci, définies à partir de grandeurs pouvant être mesurées par lidar, pour un nuage fin T_{Thin}^l (bleu) et pour un nuage opaque T_{Opaque}^l (rouge), selon l'épaisseur optique du nuage. Selon la valeur de l'épaisseur optique du nuage à partir de laquelle le signal lidar s'atténue totalement (entre 1,5 et 2,5), la température $T_{Z_{Opaque}^l}$ peut se trouver entre une valeur minimale (trait noir plein) et une valeur maximale (trait noir pointillé). Ceci entraîne que T_{Opaque}^l peut se trouver entre une valeur minimale (trait rouge plein) et une valeur maximale (trait rouge pointillé).

de chance d'atteindre le sommet du nuage sans être absorbé. Le flux s'échappant au sommet du nuage provient alors principalement des couches supérieures. C'est pourquoi T_{rad}^l se trouve de plus en plus proche du sommet du nuage ; par conséquent, sa valeur diminue.

Estimation de T_{rad}^l à partir de mesures lidar

Nous allons maintenant définir deux approximations de T_{rad}^l , une pour les nuages opaques et une autre pour les nuages fins, en fonction de grandeurs nuageuses pouvant être obtenues de mesures par lidar et de réanalyses.

Un nuage opaque (fig. 2.5, droite) empêche le flux infrarouge provenant de sous le nuage de passer au travers. Ainsi, les couches atmosphériques situées sous le niveau Z_{Opaque}^l ont peu d'influence sur OLR_{Opaque}^l au-dessus d'un nuage opaque. Ici, nous postulons que OLR_{Opaque}^l est principalement piloté par la température

radiative du nuage opaque T_{Opaque}^l , définie simplement selon :

$$T_{Opaque}^l = \frac{T_{Top}^l + T_{Z_{Opaque}^l}^l}{2} \quad (3.2)$$

où T_{Top}^l est la température au sommet du nuage et $T_{Z_{Opaque}^l}^l$ la température à l'altitude Z_{Opaque}^l (sect. 2.1.2).

Un nuage fin (fig. 2.5, gauche) est optiquement semi-transparent et laisse traverser une partie du flux infrarouge provenant des couches atmosphériques et de la surface sous le nuage. Dans ce cas, OLR_{Thin}^l au-dessus d'un nuage fin **dépend**, d'une part, de la température et de l'émissivité de la surface et des profils atmosphériques de température et d'humidité et, d'autre part, **de l'émissivité du nuage** ε_{Thin}^l **et de la température radiative du nuage fin** T_{Thin}^l , définie simplement selon :

$$T_{Thin}^l = \frac{T_{Top}^l + T_{Base}^l}{2} \quad (3.3)$$

où T_{Top}^l et T_{Base}^l sont les températures au sommet et à la base du nuage (sect. 2.1.2).

Sur la figure 3.1, les comparaisons entre la température radiative d'un nuage déduite de l'équation du transfert radiatif T_{rad}^l (vert) et les estimations de celle-ci, définies à partir de grandeurs pouvant être mesurées par lidar, pour un nuage fin T_{Thin}^l (bleu) et pour un nuage opaque T_{Opaque}^l (rouge) montrent une bonne correspondance. Les nuages sont déclarés opaques (partie orange) s'ils présentent une altitude d'opacité Z_{Opaque}^l , ce qui est le cas dès lors que δ_{Cloud}^{LW} est supérieure à une limite située entre 1,5 et 2,5. En effet, Z_{Opaque}^l correspond au niveau auquel la profondeur optique infrarouge depuis le sommet du nuage δ^{LW} est située entre 1,5 et 2,5 (sect. 2.1.2). Selon la limite réelle à laquelle Z_{Opaque}^l apparaît, son altitude sera plus ou moins élevée et la température à cette altitude $T_{Z_{Opaque}^l}^l$ plus ou moins basse (zone noire). En fonction de cette plage de températures, on obtient, à partir de l'équation (3.2), une plage de température pour T_{Opaque}^l (zone rouge). En-dessous de cette limite, les nuages sont déclarés fins (partie bleue). Les nuages avec une épaisseur optique comprise entre 1,5 et 2,5 (partie grise) peuvent être opaques ou fins suivant la limite.

Une étude de sensibilité montrent que la position verticale relative dans le nuage de T_{rad}^l ne dépend pas tellement des températures du sommet et de la base du nuage. En d'autres termes, avec d'autres paires de températures T_{Top}^l et T_{Base}^l , nous obtenons à peu près la même figure que la figure 3.1 avec simplement les valeurs en ordonnées qui diffèrent. Ceci signifie que la différence entre T_{rad}^l et T_{Thin}^l ou entre T_{rad}^l et T_{Opaque}^l augmente à mesure que la différence entre T_{Top}^l et T_{Base}^l augmente. En réalité, l'erreur faite par l'utilisation de T_{Thin}^l et T_{Opaque}^l comme estimation de

T_{rad}^l dépend aussi d'autres propriétés du nuage, telles que les inhomogénéités dans le nuage et les propriétés microphysiques des particules qui le composent. Cependant, **ce calcul théorique simple permet d'affirmer que T_{Thin}^l et T_{Opaque}^l , telles que nous les avons définies ci-dessus, sont de bonnes estimations de la température radiative des nuages fins et opaques.** L'erreur est inférieure à 2 K pour un nuage fin avec une différence de 10 K entre sa base et son sommet (fig. 3.1; zone bleue) et est inférieure à 1 K pour un nuage opaque avec une épaisseur optique infrarouge supérieure à 4 et une différence de 10 K entre sa base et son sommet (fig. 3.1; zone orange).

3.1.2 Observations lidar

Pour chaque colonne atmosphérique sondée par le lidar CALIOP, nous dérivons T_{Opaque}^l de T_{Top}^l et $T_{Z_{Opaque}^l}^l$ (sect. 2.1.2) en appliquant l'équation (3.2), et dérivons T_{Thin}^l de T_{Top}^l et T_{Base}^l (sect. 2.1.2) en appliquant l'équation (3.3). Puis, nous calculons les fonctions de densité de probabilité (PDF en anglais pour *Probability Density Function*) de T_{Opaque}^l parmi les nuages opaques et de T_{Thin}^l parmi les nuages fins dans trois régions différentes :

- la région d'*ascendance tropicale* entre $\pm 30^\circ$ de latitude avec des vitesses verticales à 500 hPa négatives ($\omega_{500} < 0$ hPa jour⁻¹);
- la région de *subsidence tropicale* entre $\pm 30^\circ$ de latitude avec des vitesses verticales à 500 hPa positives ($\omega_{500} > 0$ hPa jour⁻¹);
- et la région des *moyennes latitudes (nord et sud)* entre 65° S et 30° S et entre 30° N et 65° N considérées comme une seule région.

Pour calculer la PDF sur une région, p. ex. la PDF de T_{Opaque}^l parmi les nuages opaques, nous calculons d'abord, pour chaque boîte de $2^\circ \times 2^\circ$ de la région, la PDF de T_{Opaque}^l parmi toutes les colonnes atmosphériques sondées par le lidar accumulées dans la boîte pendant la période 2008–2015. Puis nous calculons la moyenne des PDF des boîtes de la région, pondérée par : 1) la couverture de nuages opaques dans chaque boîte et 2) la surface de chaque boîte, pour tenir compte des différences de surface des boîtes selon les latitudes.

La figure 3.2a montre la **distribution des T_{Opaque}^l parmi les nuages opaques.** Dans la **région de subsidence tropicale** (vert), 71 % des T_{Opaque}^l se trouvent entre 0°C et 25°C avec un maximum situé à 15°C . Parce qu'ils sont chauds, ces nuages **n'affectent pas fortement l'OLR**, en comparaison de l'OLR en conditions de ciel clair. Ils s'agit des nuages de la couche limite marine (MBL en anglais pour *Marine Boundary Layer*) sous les branches subsidentes de la cellule de Hadley. Dans la **région d'ascendance tropicale** (rouge), la PDF des T_{Opaque}^l présente une distribution bi-modale, avec peu de nuages chauds entre 0°C et 25°C (21 %) et la plupart des températures

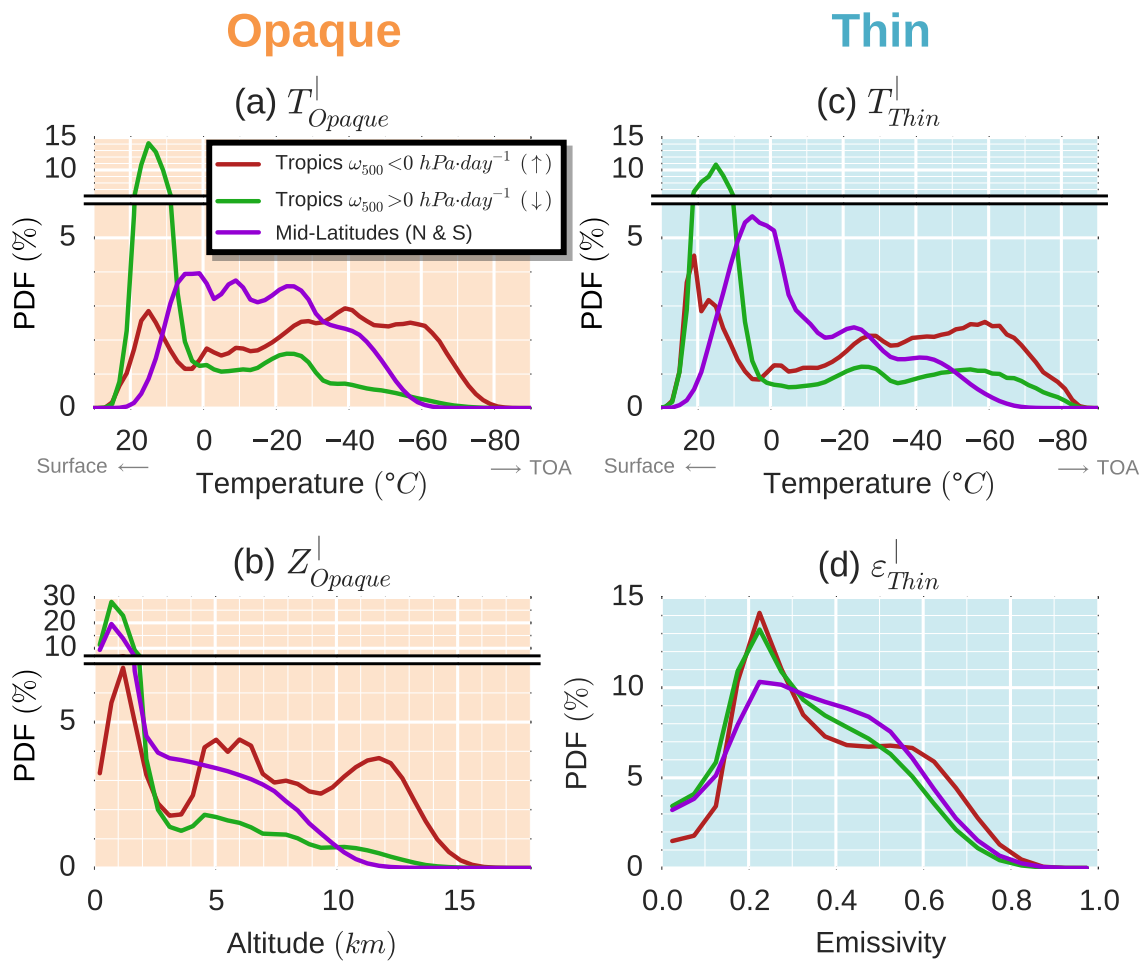


FIGURE 3.2 : Distributions des propriétés nuageuses observées par lidar : (a) T_{Opaque}^l parmi les nuages opaques, (b) Z_{Opaque}^l parmi les nuages opaques, (c) T_{Thin}^l parmi les nuages fins et (d) ε_{Thin}^l parmi les nuages fins. Distributions données pour trois régions : la région d'ascendance tropicale ([30° S – 30° N] où $\omega_{500} > 0$ hPa·jour⁻¹ ; rouge), la région de subsidence tropicale ([30° S – 30° N] où $\omega_{500} < 0$ hPa·jour⁻¹ ; vert) et la région des moyennes latitudes ([30° – 65°] ; violet). Ces 3 régions représentent respectivement 22 %, 35 % et 43 % de leurs surfaces conjointes. Seules les données de nuit au-dessus des océans non-glacés pour la période 2008–2015 sont considérées.

s'étalant de 0 °C à –80 °C (79 %). Les nuages opaques de cette région ont donc un **impact local sur l'OLR très important** puisque leur température radiative est jusqu'à 100 K plus froide que la température de surface. Cependant, la région d'ascendance tropicale ne **représente seulement que 1/5 de la surface océanique** comprise entre 65° S et 65° N, ce qui rend son **impact à l'échelle globale moins frappant**. Aux **moyennes latitudes** (violet), les T_{Opaque}^l sont, sans surprise, situées à des températures moins extrêmes que dans les régions tropicales avec des valeurs comprises entre 20 °C et –60 °C et sont assez uniformément distribuées entre 10 °C et –30 °C. Les nuages opaques de cette région ont donc un **effet local moyen sur l'OLR**, mais les moyennes latitudes **représentent une vaste zone** (43 % des surfaces océaniques

situées entre $65^\circ \text{ S} - 65^\circ \text{ N}$) et la couverture des nuages opaques dans ces régions est importante (fig. 2.6a). Ils jouent donc certainement un **rôle important sur le CRE à l'échelle globale**.

La température radiative d'un nuage opaque T_{Opaque}^l est fondée sur la nouvelle grandeur clé du lidar : Z_{Opaque}^l (éq. (3.2)). La figure 3.2b permet de remarquer que, **dans toutes les régions, les Z_{Opaque}^l sont principalement dans les nuages de couche limite, à environ 1 km d'altitude**. Ceci est particulièrement le cas dans les régions de subsidence. Une part non négligeable de Z_{Opaque}^l est entre 2 km et 8 km dans les tempêtes des moyennes latitudes. Dans la région d'ascendance tropicale, la PDF est tri-modale, avec un premier pic autour de 1 km, un deuxième vers 5 km et un troisième proche de 12 km. Ceci suggère la présence de nuages opaques dans la couche limite et à très hautes altitudes dans la convection profonde, pour les premier et troisième modes. Le deuxième mode pourrait être dû à des nuages de convection profonde en cours de développement. Puisque T_{Opaque}^l dépend également de Z_{Top}^l , les distributions de la distance séparant Z_{Top}^l de Z_{Opaque}^l parmi les nuages opaques sont données en annexe C.2 (fig. C.1a).

Identique à la figure 3.2a mais considérée pour les nuages fins, la figure 3.2c montre également, dans la région de subsidence tropicale, une large majorité de T_{Thin}^l au-dessus de 0° C (65 %). Des températures T_{Thin}^l plus froides que -40° C sont plus fréquentes que pour T_{Opaque}^l , ce qui suppose la présence de cirrus optiquement fins à de hautes altitudes résultant du déentraînement des nuages d'enclume générés dans les régions de convections adjacentes. Dans la région d'ascendance tropicale, le mode « chaud » de la distribution bi-modale des T_{Thin}^l est plus important et plus chaud que celui des T_{Opaque}^l . Le mode principal des T_{Thin}^l aux moyennes latitudes est également plus chaud que celui des T_{Opaque}^l . Des températures radiatives plus chaudes entraînent un effet radiatif plus faible. Cela **renforce l'importance du rôle joué par les nuages opaques comparé à celui des nuages fins dans le CRE total**. Les distributions de la distance séparant Z_{Top}^l de Z_{Base}^l parmi les nuages fins sont données en annexe C.2 (fig. C.1b).

L'impact radiatif des nuages fins dépend également de l'émissivité de ces nuages ε_{Thin}^l parmi les nuages fins (fig. 3.2d). Pour toutes les régions, le maximum se situe autour de 0,25. Les **émissivités des nuages fins sont donc généralement assez faibles**. Étant donné que plus l'émissivité d'un nuage est faible, plus l'impact sur l'OLR est faible, ces résultats indiquent, une fois encore, que le **rôle joué par les nuages fins dans le CRE total doit être significativement plus petit que celui des nuages opaques**.

3.2 Flux infrarouge au sommet de l'atmosphère

Dans cette section, nous exprimons l'OLR en fonction de propriétés nuageuses (T_{Opaque}^l , T_{Thin}^l et ε_{Thin}^l) dérivées d'observations par lidar (sect. 3.2.1). Nous vérifions ensuite la validité de cette relation à l'échelle d'une empreinte au sol de 20 km en instantané à l'aide d'observations colocalisées du lidar CALIOP et du radiomètre CERES (sect. 3.2.2) et à l'échelle de boîtes de $2^\circ \times 2^\circ$ en moyenne mensuelle (sect. 3.2.3).

3.2.1 Relation linéaire entre l'OLR et les observations par lidar déduite de simulations de transfert radiatif 1D

Le but de cette sous-section est de relier (1) OLR_{Opaque}^l au-dessus d'une colonne atmosphérique contenant un nuage opaque et sa température radiative T_{Opaque}^l et (2) OLR_{Thin}^l au-dessus d'une colonne atmosphérique contenant un nuage fin, sa température radiative T_{Thin}^l et son émissivité ε_{Thin}^l .

Au-dessus d'un nuage opaque

Par **calculs de transfert radiatif direct**, nous estimons la valeur de OLR_{Opaque}^l pour plusieurs conditions atmosphériques et pour un nuage opaque à différentes altitudes avec diverses extensions verticales. Le nuage opaque est représenté par une couche nuageuse d'émissivité 1 à l'altitude Z_{Opaque}^l surmontée d'une couche nuageuse d'extension verticale variable mais d'épaisseur optique visible égale à 3,2, ce qui correspond à une émissivité de 0,8. La figure 3.3a montre par des points les valeurs obtenues pour OLR_{Opaque}^l en fonction de T_{Opaque}^l dans des conditions atmosphériques tropicales. On remarque que les points s'alignent parfaitement ($R = 0,9994$). Une régression linéaire (trait plein) dans cette région donne : $OLR_{Opaque}^{(LID)} = 2,1T_{Opaque}^l - 331$. Le même exercice effectué sur d'autres régions donne des résultats très similaires (Tableau 3.1). Nous retenons pour l'ensemble du globe l'unique équation suivante :

$$OLR_{Opaque}^{(LID)} = 2,0T_{Opaque}^l - 310 \quad (3.4)$$

Ainsi, **lorsque T_{Opaque}^l chute de 1 K** (p. ex. si le nuage opaque s'élève), **alors l'OLR décroît de 2 W m^{-2}** . Cette relation linéaire a initialement été trouvée par RAMANATHAN (1977). La pente que nous obtenons est cohérente avec une étude antérieure ayant trouvé la valeur $2,24 \text{ W m}^{-2}/\text{K}$ (WANG et al., 2002) en utilisant le modèle de transfert radiatif de FU et LIOU (1992, 1993) et les analyses de KIEHL

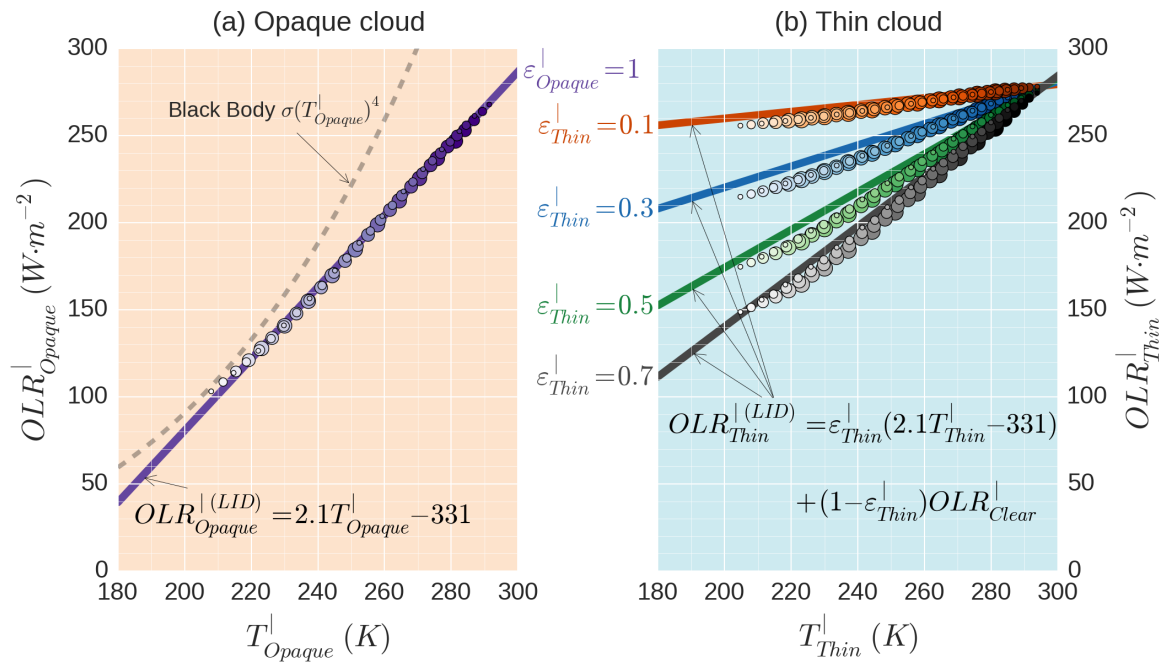


FIGURE 3.3 : Relation entre l'OLR et la température radiative du nuage à partir de calculs de transfert radiatif : (a) au-dessus d'une colonne atmosphérique contenant un nuage opaque et (b) au-dessus d'une colonne atmosphérique contenant un nuage fin. Les résultats issus des calculs de transfert radiatif direct sont indiqués par des points. Les traits pleins représentent les relations linéaires déduites de la régression sur les points dans le cas des nuages opaques et appliquée au cas des nuages fins selon l'équation (3.5). Pour une valeur fixe de l'émissivité du nuage (couleur des points; 1 [violet] pour les nuages opaques et 0,1 [rouge], 0,3 [bleu], 0,5 [vert], 0,7 [gris] pour les nuages fins), la relation linéaire ne dépend pas de l'altitude du nuage (intensité de la couleur du point; 0 km [foncé] – 16 km [clair]) ou de l'épaisseur géométrique (taille des points; 1 km [petit] – 5 km [grand]). Les résultats montrés sont ceux obtenus pour les variables atmosphériques moyennes de l'année 2008 dans la région tropicale [30° S – 30° N] issues des réanalyses ERA-Interim.

Région	Pente ($W m^{-2}/K$)	Ordonnée à l'origine ($W m^{-2}$)	R
Polaire Nord	1,86	-285	0,9995
Moyennes latitudes Nord	1,97	-310	0,9996
Tropiques	2,06	-331	0,9994
Moyennes latitudes Sud	1,98	-314	0,9995
Polaire Sud	1,87	-287	0,9994
Tropiques convection ($\omega_{500} < -50$ hPa.jour $^{-1}$)	1,95	-306	0,9992
Tropiques subsidence ($\omega_{500} > 20$ hPa.jour $^{-1}$)	2,14	-350	0,9990

TABLE 3.1: Coefficients des régressions linéaires sur les simulations de OLR_{Opaque}^{\uparrow} en fonction de T_{Opaque}^{\uparrow} pour différentes régions.

(1994). Les régressions linéaires effectuées sur d'**autres régions** avec des conditions atmosphériques différentes nous donnent des **coefficients similaires**. Ceci signifie que, malgré les importantes différences dans les profils atmosphériques de température et d'humidité, $OLR_{Opaque}^{(LID)}$ dépend essentiellement de T_{Opaque}^l . Ce remarquable résultat démontre qu'**il est possible de dériver de mesures lidar embarqué sur satellite, une propriété nuageuse qui pilote l'OLR**. La figure 3.3a montre également l'émission du corps noir (trait en pointillé). Les différences entre l'OLR calculé et l'émission du corps noir représentent l'extinction des couches atmosphériques situées au-dessus du nuage.

Au-dessus d'un nuage fin

On considère maintenant une colonne atmosphérique contenant un nuage fin. On peut voir OLR_{Thin}^l comme la somme de deux parties (fig. 2.5, gauche). La première partie provenant du flux infrarouge émis par le nuage peut être exprimée de la même manière que l'équation (3.4) en utilisant T_{Thin}^l au lieu de T_{Opaque}^l , et en pondérant par l'émissivité du nuage fin ε_{Thin}^l . La seconde partie est égale à l'OLR au-dessus d'une colonne atmosphérique en ciel clair OLR_{Clear}^l (la même colonne atmosphérique à laquelle on retire le nuage) multiplié par la transmittance du nuage ($1 - \varepsilon_{Thin}^l$) :

$$OLR_{Thin}^{(LID)} = \varepsilon_{Thin}^l (2,0T_{Thin}^l - 310) + (1 - \varepsilon_{Thin}^l) OLR_{Clear}^l \quad (3.5)$$

Nous avons évalué OLR_{Thin}^l à partir de calculs de transfert radiatif direct pour diverses atmosphères contenant un nuage fin (représenté par une couche nuageuse optiquement uniforme d'émissivité ε_{Thin}^l) placé à différentes altitudes, avec diverses extensions verticales et pour plusieurs valeurs d'émissivité. La figure 3.3b montre par des points les valeurs obtenues pour OLR_{Thin}^l en fonction de T_{Thin}^l pour quatre valeurs de ε_{Thin}^l dans des conditions atmosphériques tropicales. Nous comparons ces résultats avec l'expression linéaire de l'équation (3.5) (traits pleins) où OLR_{Clear}^l est obtenu en calculant l'OLR au-dessus de la même colonne atmosphérique dans laquelle nuage fin a été retiré. **Cette expression linéaire correspond assez bien aux différentes simulations**. Il doit cependant être noté que cette formulation simple semble surestimer OLR_{Thin}^l (jusqu'à 10 W m^{-2}) pour de nombreux cas. Les possibles raisons de cette surestimation sont discutées dans la section 3.4.

3.2.2 Évaluation de la relation linéaire à partir d'observations instantanées à l'échelle d'une empreinte CERES

Nous évaluons maintenant la robustesse des expressions de l'OLR (éq. (3.4) et (3.5)) à la résolution d'une **empreinte au sol de CERES** (≈ 20 km). Nous utilisons pour cela les **observations colocalisées de CERES et de CALIOP** (sect. 2.2.2). Étant donné que la taille des empreintes CERES est bien plus grande que celle des empreintes de CALIOP (fig. 2.7), nous recherchons les cas où nous pouvons supposer que toute l'empreinte CERES est recouverte par un nuage fin ou un nuage opaque, afin de pouvoir évaluer les expressions de $OLR_{Opaque}^{\circ(LID)}$ et $OLR_{Thin}^{\circ(LID)}$. Nous ne considérons alors que les empreintes CERES pour lesquelles 100 % des profils lidar colocalisés sont déclarés « *Thin cloud single column* » ou « *Opaque cloud single column* » (sect. 2.1.2). Des observations CALIOP, nous dérivons alors les grandeurs nuageuses T_{Opaque}° , T_{Thin}° et $\varepsilon_{Thin}^{\circ}$ à l'échelle d'une empreinte CERES, que nous obtenons en moyennant respectivement les valeurs de $T_{Opaque}^{|}$, $T_{Thin}^{|}$ et $\varepsilon_{Thin}^{|}$ tombant dans l'empreinte de CERES. Enfin, nous appliquons les équations (3.4) et (3.5) en utilisant T_{Opaque}° , T_{Thin}° et $\varepsilon_{Thin}^{\circ}$ ainsi que l'estimation de l'OLR en l'absence de nuage OLR_{Clear}° fournie par le produit C3M (sect. 2.2.2).

La figure 3.4a compare les $OLR_{Opaque}^{\circ(CERES)}$ mesurées par CERES au-dessus d'empreintes CERES entièrement recouvertes par un **nuage opaque**, avec les $OLR_{Opaque}^{\circ(LID)}$ calculées à partir de T_{Opaque}° en utilisant l'expression linéaire (3.4). Nous remarquons une **très forte corrélation entre l'OLR mesuré et celui dérivé d'observations par lidar** ($R = 0,95$). Cela **confirme que l'OLR au-dessus d'un nuage opaque dépend linéairement de T_{Opaque}°** . La surveillance de $T_{Opaque}^{|}$ sur le long terme devrait donc fournir des informations importantes pour la compréhension des mécanismes de rétroactions nuageuses infrarouges. De plus, parce que la relation est linéaire, les différentielles présentes dans les expressions mathématiques représentant les rétroactions sont simplifiées, ce qui permettra de construire un cadre de travail utile pour l'étude des rétroactions nuageuses infrarouges avec des simulations de modèles de climat.

La figure 3.4b est identique à la figure 3.4a mais en prenant en compte uniquement les empreintes CERES entièrement recouvertes par un **nuage fin**. $OLR_{Thin}^{\circ(LID)}$ est calculé à partir de T_{Thin}° , $\varepsilon_{Thin}^{\circ}$ et OLR_{Clear}° en utilisant l'équation (3.5). $OLR_{Thin}^{\circ(LID)}$ comparé à celui observé ($OLR_{Thin}^{\circ(CERES)}$) montre également une **bonne corrélation** ($R = 0,89$), mais la régression diffère légèrement de la droite identité. Les possibles raisons de ces désaccords entre $OLR_{Thin}^{\circ(CERES)}$ observé et $OLR_{Thin}^{\circ(LID)}$ calculé sont discutées dans la section 3.4. Les mêmes résultats représentés en fonction de T_{Thin}° et $\varepsilon_{Thin}^{\circ}$ pour une valeur fixe de OLR_{Clear}° sont données en annexe C.3 (fig. C.2), dans le but de montrer les effets de ces deux propriétés nuageuses sur la valeur de $OLR_{Thin}^{\circ(CERES)}$.

À titre d'exemple, la figure 3.4 montre les résultats obtenus avec les observations du mois de janvier 2008. La même évaluation effectuée à partir des observations du mois de juillet 2008 (non montrée) donne des résultats similaires, avec $R = 0,96$ pour les nuages opaques et $R = 0,90$ pour les nuages fins.

3.2.3 Évaluation de la relation linéaire à partir d'observations en moyennes mensuelles à l'échelle d'une boîte de $2^\circ \times 2^\circ$

Afin d'évaluer la robustesse des expressions de l'OLR (éq. (3.4) et (3.5)) à l'échelle d'une boîte de $2^\circ \times 2^\circ$ **en moyenne mensuelle** — échelle spatio-temporelle couramment utilisée pour les sorties des modèles numériques du climat —, nous calculons tout d'abord l'OLR total par boîte de $2^\circ \times 2^\circ$ en moyenne mensuelle selon :

$$OLR_{Total}^{\boxplus(LID)} = C_{Clear}^{\boxplus} OLR_{Clear}^{\boxplus} + C_{Opaque}^{\boxplus} OLR_{Opaque}^{\boxplus(LID)} + C_{Thin}^{\boxplus} OLR_{Thin}^{\boxplus(LID)} \quad (3.6)$$

où C_{Clear}^{\boxplus} , C_{Opaque}^{\boxplus} et C_{Thin}^{\boxplus} sont les couvertures en moyennes mensuelles (fig. 2.5 et 2.6) — rapport entre le nombre de colonnes atmosphériques d'un type spécifique divisé par le nombre total de colonnes atmosphériques sondées dans une boîte de $2^\circ \times 2^\circ$ pendant un mois. $OLR_{Opaque}^{\boxplus(LID)}$ est calculé en utilisant T_{Opaque}^{\boxplus} dans l'équation

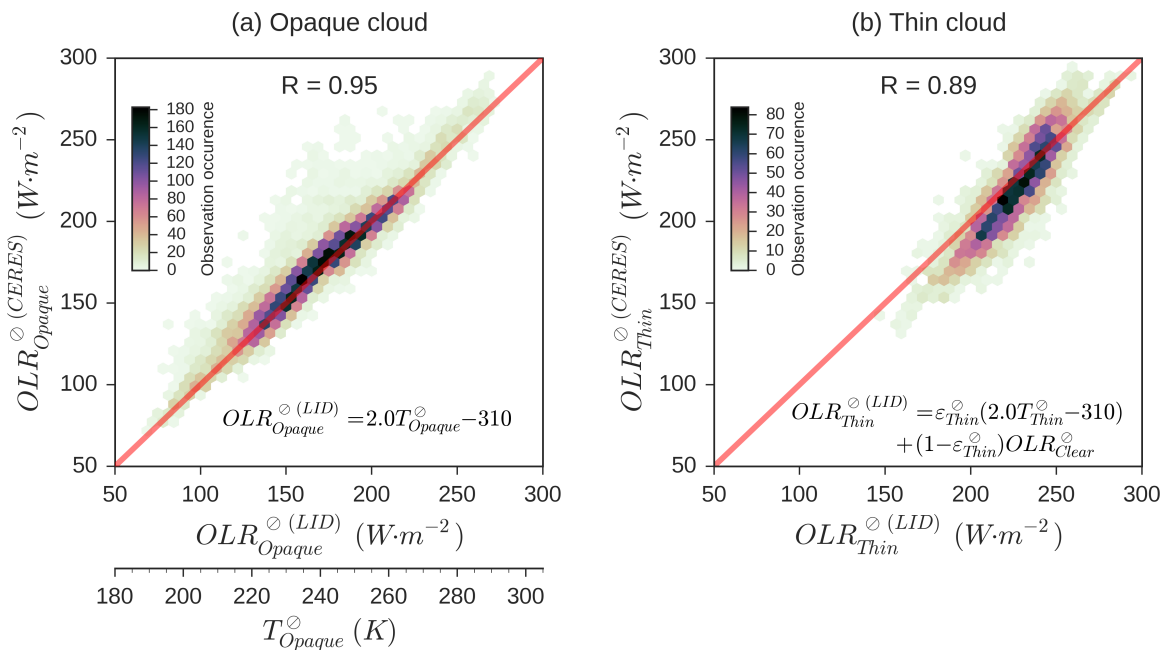


FIGURE 3.4 : Comparaison entre l'OLR observé et celui dérivé d'observations par lidar à l'échelle d'une empreinte au sol de CERES : (a) au-dessus d'un nuage opaque et (b) au-dessus d'un nuage fin. Les résultats sont obtenus à partir d'observations colocalisées entre CERES (ordonnées) et CALIOP (abscisses). $OLR_{Opaque}^{\odot(LID)}$ et $OLR_{Thin}^{\odot(LID)}$ sont calculés à partir des équations (3.4) et (3.5). Seules les données de nuit au-dessus des océans non-glacés pour le mois de janvier 2008 sont considérées.

(3.4) et $OLR_{Thin}^{\boxplus(LID)}$ est calculé en utilisant T_{Thin}^{\boxplus} , $\varepsilon_{Thin}^{\boxplus}$ et OLR_{Clear}^{\boxplus} dans l'équation (3.5). T_{Opaque}^{\boxplus} , T_{Thin}^{\boxplus} et $\varepsilon_{Thin}^{\boxplus}$ sont obtenus en moyennant respectivement les valeurs de T_{Opaque}^{\boxplus} , T_{Thin}^{\boxplus} et $\varepsilon_{Thin}^{\boxplus}$ tombant dans une boîte de $2^\circ \times 2^\circ$ pendant un mois. OLR_{Clear}^{\boxplus} , utilisé dans les équations (3.5) et (3.6), provient du produit C3M (sect. 2.2.2). Nous évaluons alors $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ dérivé d'observations par lidar par comparaison avec $OLR_{Total}^{\boxplus(CERES)}$ issu des mesures CERES effectuées au-dessus de la trace de CALIPSO moyennées sur des boîtes de $2^\circ \times 2^\circ$.

La figure 3.5 montre les résultats de la comparaison entre $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ (fig. 3.5a) et $OLR_{Total}^{\boxplus(CERES)}$ (fig. 3.5b) sur la période 2008–2010. La représentation 2D pour l'année 2008 est donnée en annexe C.4 (fig. C.3). Notons la **remarquable correspondance entre les distributions géographiques d'OLR** de ces deux figures. La différence entre $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ et $OLR_{Total}^{\boxplus(CERES)}$ est représentée sur la figure 3.5c. La **différence en moyenne globale est de $-0,1 \text{ W m}^{-2}$** , indiquant que $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ sous-estime très légèrement $OLR_{Total}^{\boxplus(CERES)}$. Les différences en moyennes zonales (non montrées) ne dépassent jamais 5 W m^{-2} et sont généralement inférieures à 2 W m^{-2} . Localement, remarquons un manque d'OLR au-dessus de la « *warm pool* », de l'ITCZ et des régions de stratocumulus à l'est des océans (jusqu'à $6\text{--}8 \text{ W m}^{-2}$) et un excès d'OLR au-delà de 50° N ou 40° S (jusqu'à $4\text{--}6 \text{ W m}^{-2}$). Étant donné que le produit C3M ne s'étend pas au-delà d'avril 2011, mais que nous souhaitons utiliser ce modèle simple sur de longues séries temporelles d'observations, nous remplaçons OLR_{Clear}^{\boxplus} fourni par le produit C3M par OLR_{Clear}^{\boxplus} fourni par le produit CERES-EBAF dans la suite de cette étude. Les comparaisons entre l'OLR observé et celui calculé en utilisant OLR_{Clear}^{\boxplus} provenant de CERES-EBAF sont données en annexe C.5 (fig. C.4). L'utilisation de OLR_{Clear}^{\boxplus} provenant de CERES-EBAF augmente $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ de $0,6 \text{ W m}^{-2}$ en moyenne globale. Les raisons de cette augmentation sont discutées dans la section 3.4.

3.3 Contributions des nuages opaques et fins à l'effet radiatif des nuages

Dans la section précédente, nous avons trouvé une relation linéaire forte entre OLR_{Opaque} et T_{Opaque} à différentes échelles spatio-temporelles. La relation trouvée pour OLR_{Thin} , bien que relativement simple, dépend de T_{Thin} mais également de ε_{Thin} et s'accorde moins avec les observations que dans le cas des nuages opaques. Dans cette section, nous utilisons ces relations pour décomposer le CRE LW total en contributions dues aux nuages opaques et aux nuages fins (sect. 3.3.1) et évaluons les contributions relatives des nuages opaques et fins à l'échelle globale (sect. 3.3.2) et dans les tropiques en fonction du régime dynamique (sect. 3.3.3).

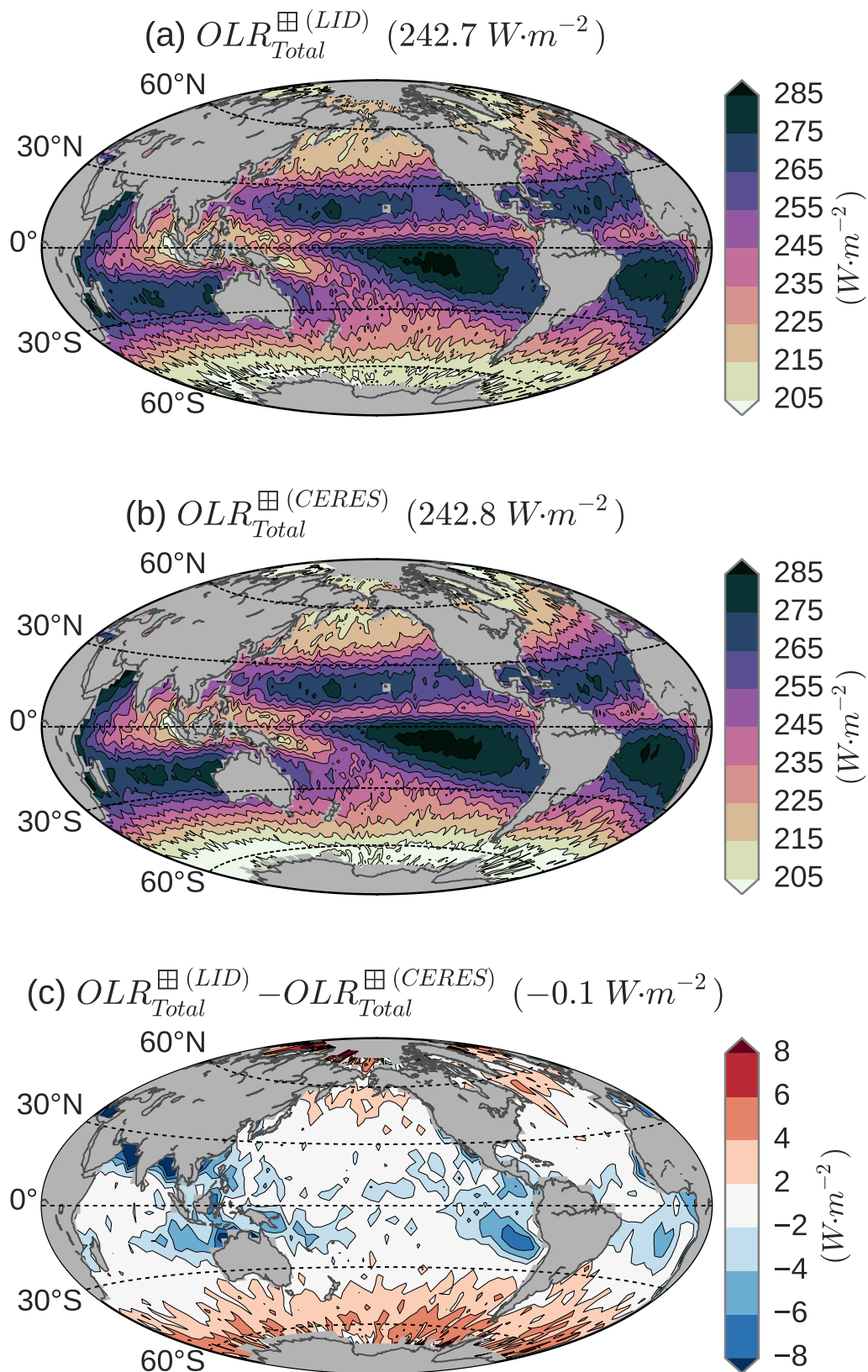


FIGURE 3.5 : Comparaison entre l'OLR observé et celui dérivé d'observations par lidar à l'échelle d'une boîte de $2^\circ \times 2^\circ$ en moyenne mensuelle : (a) dérivé des observations par lidar et (b) mesuré par CERES-Aqua. (c) = (a) - (b). Seules les données de nuit au-dessus des océans non-glacés pour la période 2008–2010 sont considérées.

3.3.1 Décomposition de l'effet radiatif infrarouge des nuages en contributions dues aux nuages opaques et fins

À partir de l'équation (3.6), nous sommes en mesure de décomposer l'effet radiatif des nuages total au sommet de l'atmosphère, calculé à partir d'observations par lidar, en ses contributions dues aux nuages opaques et fins :

$$CRE_{Total}^{\boxplus(LID)} = OLR_{Clear}^{\boxplus} - OLR_{Total}^{\boxplus(LID)} \quad (3.7)$$

$$= \underbrace{C_{Opaque}^{\boxplus}(OLR_{Clear}^{\boxplus} - OLR_{Opaque}^{\boxplus(LID)})}_{CRE_{Opaque}^{\boxplus(LID)}} + \underbrace{C_{Thin}^{\boxplus}(OLR_{Clear}^{\boxplus} - OLR_{Thin}^{\boxplus(LID)})}_{CRE_{Thin}^{\boxplus(LID)}} \quad (3.8)$$

Ainsi, en utilisant l'équation (3.4), on peut exprimer $CRE_{Opaque}^{\boxplus(LID)}$ en fonction de C_{Opaque}^{\boxplus} , T_{Opaque}^{\boxplus} et OLR_{Clear}^{\boxplus} :

$$CRE_{Opaque}^{\boxplus(LID)} = C_{Opaque}^{\boxplus}(OLR_{Clear}^{\boxplus} - 2,0T_{Opaque}^{\boxplus} + 310) \quad (3.9)$$

De même, en utilisant l'équation (3.5), on peut exprimer $CRE_{Thin}^{\boxplus(LID)}$ en fonction de C_{Thin}^{\boxplus} , T_{Thin}^{\boxplus} , $\varepsilon_{Thin}^{\boxplus}$ et OLR_{Clear}^{\boxplus} :

$$CRE_{Thin}^{\boxplus(LID)} = \varepsilon_{Thin}^{\boxplus} C_{Thin}^{\boxplus}(OLR_{Clear}^{\boxplus} - 2,0T_{Thin}^{\boxplus} + 310) \quad (3.10)$$

3.3.2 Moyennes globales

La figure 3.6 montre les propriétés nuageuses observées (C_{Opaque}^{\boxplus} , T_{Opaque}^{\boxplus} , C_{Thin}^{\boxplus} , T_{Thin}^{\boxplus} et $\varepsilon_{Thin}^{\boxplus}$) en moyennes zonales. Dans les branches subsidentes de la cellule de Hadley, autour de 20° S et 20° N, C_{Opaque}^{\boxplus} est minimum (fig. 3.6a), T_{Opaque}^{\boxplus} et T_{Thin}^{\boxplus} sont chaudes (fig. 3.6b, températures en ordonnées orientées vers le bas) et $\varepsilon_{Thin}^{\boxplus}$ est minimum. On ne s'attend donc pas à une très forte contribution des nuages de cette région au CRE. En revanche, l'ITCZ correspond à un maximum local de couverture de nuages opaques et fins, à des températures T_{Opaque}^{\boxplus} et T_{Thin}^{\boxplus} extrêmement froides et à un maximum pour $\varepsilon_{Thin}^{\boxplus}$. Par conséquent, le CRE doit être très important dans cette région. Remarquons qu'une inversion de la prédominance en terme de couverture nuageuse et de température froide entre nuages opaques et fins apparaît autour de 30° de latitude. Ceci **suggère que la contribution des nuages fins au CRE total est plus important dans la ceinture tropicale que dans le reste du globe**. Ces remarques ne devraient pas être très dépendantes de l'année d'observation choisie puisque les variations interannuelles des 5 propriétés nuageuses (représentées par les zones colorées sur la fig. 3.6) sont très faibles devant les différences zonales.

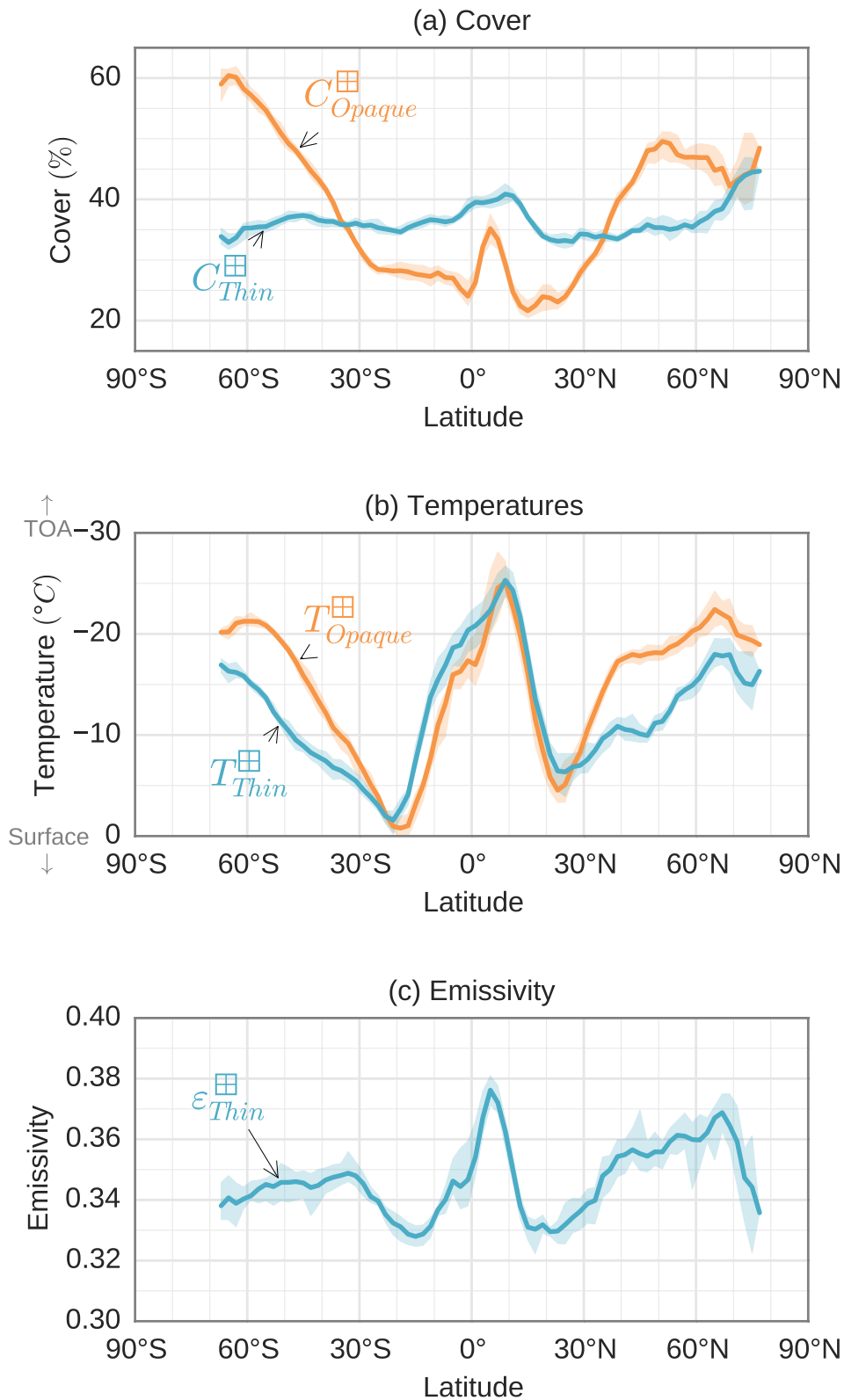


FIGURE 3.6 : Observations en moyennes zonales de (a) C_{Opaque}^{\oplus} et C_{Thin}^{\oplus} , (b) T_{Opaque}^{\oplus} parmi les nuages opaques et T_{Thin}^{\oplus} parmi les nuages fins et (c) $\varepsilon_{Thin}^{\oplus}$ parmi les nuages fins. Seules les données de nuit au-dessus des océans non-glacés pour la période 2008–2015 sont considérées. Les zones colorées représentent les enveloppes (max à min) des variations interannuelles.

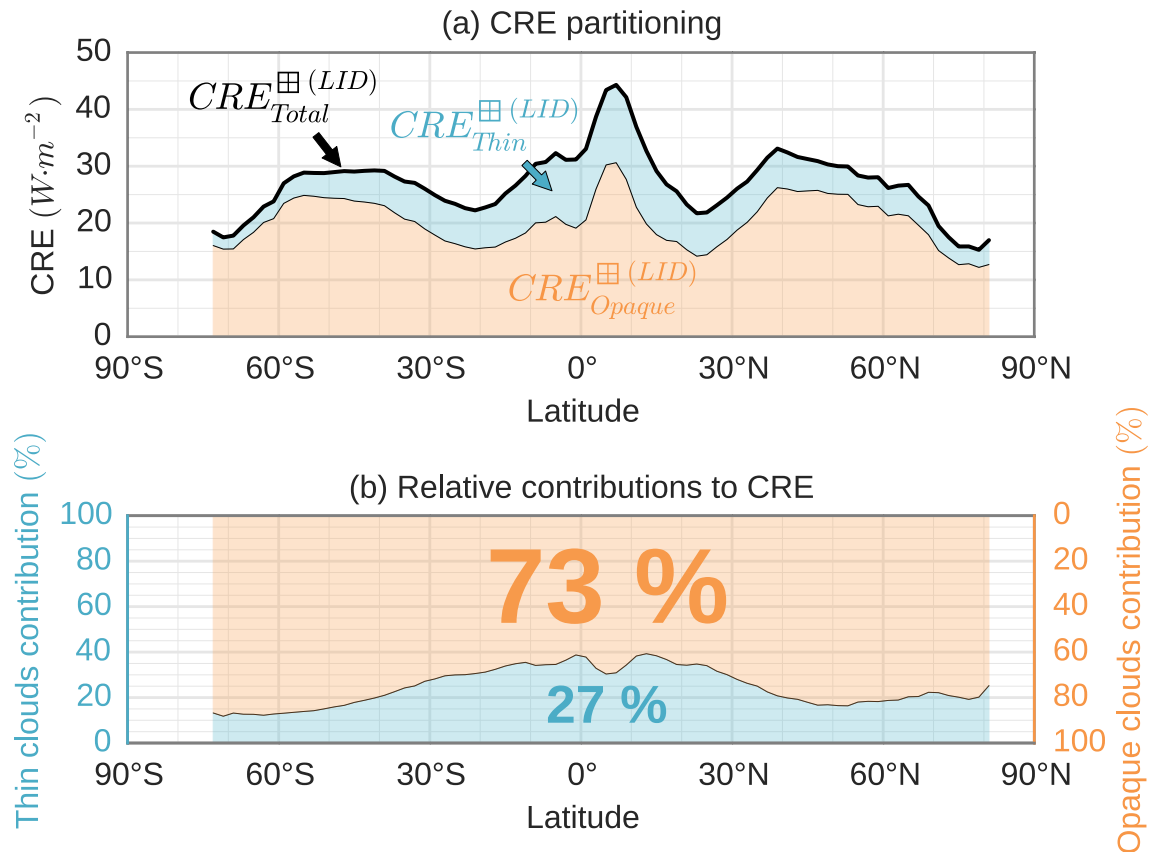


FIGURE 3.7 : (a) Décomposition du CRE total en contributions dues aux nuages opaques et fins. (b) Idem en contributions relatives. Seules les données de nuit au-dessus des océans non-glacés pour la période 2008–2015 sont considérées.

À partir de ces propriétés nuageuses utilisées dans les équations (3.9) et (3.10), la figure 3.7 montre que **la contribution des nuages opaques au CRE total est la plus importante (73 %)**. Notons que les variations zonales du $CRE_{Opaque}^{\boxplus(LID)}$, et donc approximativement celles du $CRE_{Total}^{\boxplus(LID)}$ (courbe noire), peuvent être expliquées par les variations zonales de T_{Opaque}^{\boxplus} et de C_{Opaque}^{\boxplus} (fig. 3.6a,b). Par exemple, le maximum absolu de CRE à 5° N ($\approx 44 \text{ W m}^{-2}$) est associé à une forte couverture et à des températures froides des nuages opaques. Comme supposé plus haut, nous notons que **la contribution relative des nuages fins ($CRE_{Thin}^{\boxplus(LID)} / CRE_{Total}^{\boxplus(LID)}$, fig. 3.7b) la plus importante se trouve dans les régions tropicales** — approximativement deux fois plus grande sous 30° (jusqu'à 40%) qu'au-delà de ces latitudes.

La figure 3.8 montre cette même décomposition sur des cartes globales. La ressemblance entre les distributions géographiques du CRE total (fig. 3.8a) et du CRE dû aux nuages opaques seuls (fig. 3.8b) est bien visible, ce qui renforce l'importance jouée par les nuages opaques dans le CRE total. Notons que le CRE dû aux nuages fins seuls (fig. 3.8c) a d'assez fortes valeurs entre 20° S et 20° N dans l'océan Indien et la partie ouest de l'océan Pacifique, particulièrement près de l'Indonésie, où C_{Thin}^{\boxplus} (fig. 2.6b) est maximale et T_{Thin}^{\boxplus} minimale (non montré).

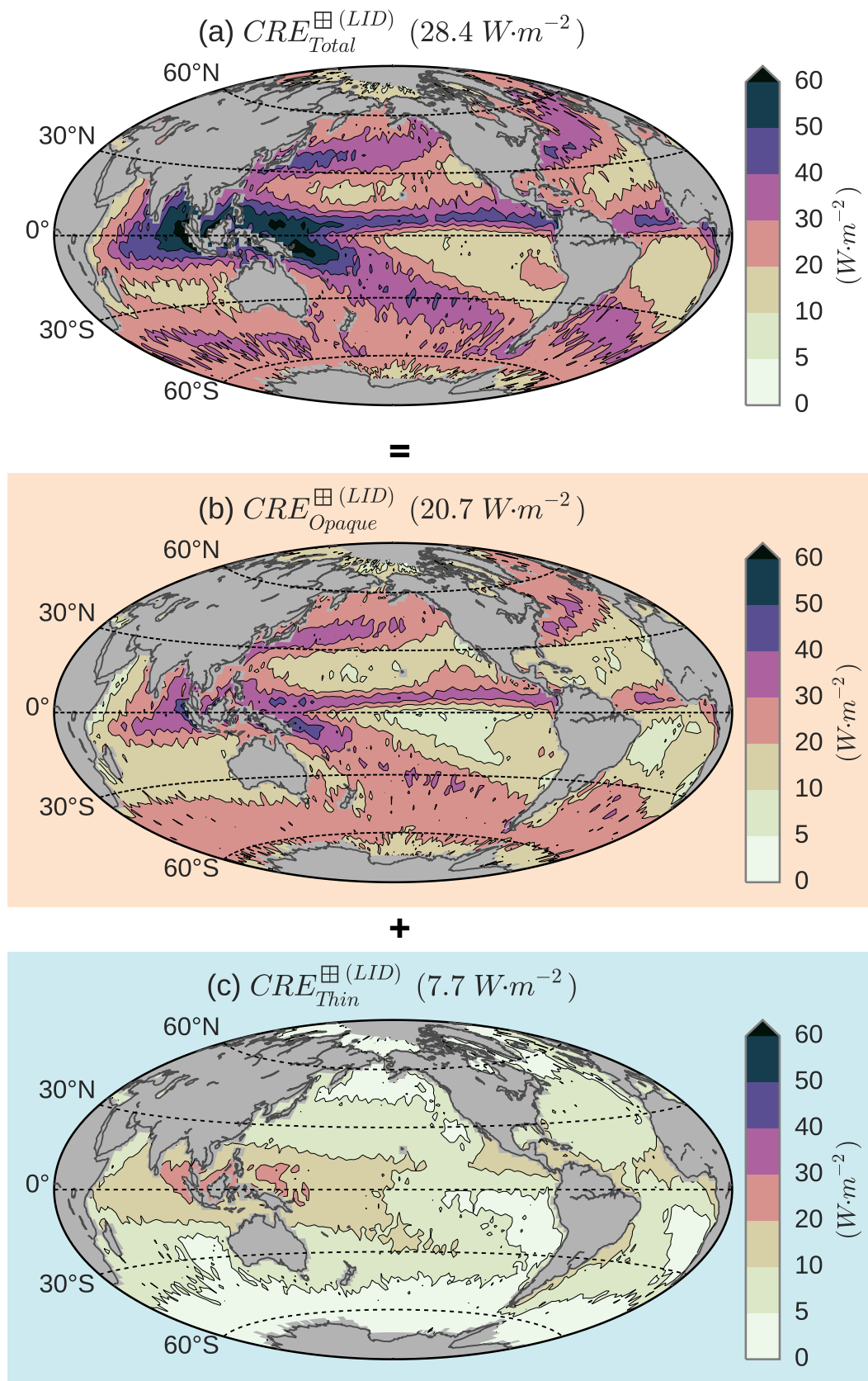


FIGURE 3.8 : Cartes (a) du CRE total, (b) de la contribution des nuages opaques au CRE et (c) de la contribution des nuages fins au CRE. Seules les données de nuit au-dessus des océans non-glacés pour la période 2008–2015 sont considérées. Les moyennes globales sont données entre parenthèses.

Globalement, la prépondérance de $CRE_{Opaque}^{\boxplus(LID)}$ est évidente puisqu'il représente près des $3/4$ de $CRE_{Total}^{\boxplus(LID)}$ à l'échelle globale. Ainsi, **la propriété nuageuse T_{Opaque}^{\boxplus} dérivée d'observations par lidar et linéairement liée à OLR_{Opaque}^{\boxplus} doit être un très bon candidat pour contraindre les rétroactions nuageuses infrarouges, étant donné que la contribution des nuages fins au $CRE_{Total}^{\boxplus(LID)}$ n'est que de 27 %**. Aussi, puisque l'expression utilisée pour les nuages fins donne des résultats satisfaisants pour $CRE_{Thin}^{\boxplus(LID)}$, nous l'utilisons ultérieurement pour quantifier le rôle d'un changement de C_{Thin}^{\boxplus} , T_{Thin}^{\boxplus} ou $\varepsilon_{Thin}^{\boxplus}$ sur les variations de $CRE_{Thin}^{\boxplus(LID)}$.

3.3.3 Tropiques

La figure 3.9 montre la valeur moyenne des propriétés nuageuses en fonction du **régime dynamique** dans les tropiques (la distribution de ces régimes, selon la vitesse verticale à 500 hPa ω_{500} , est donnée sur la figure 3.9h). Dans les régions d'ascendances ($\omega_{500} < 0$ hPa.jour⁻¹), C_{Opaque}^{\boxplus} est fortement pilotée par la vitesse verticale des vents ascendants (augmentation de 25 % à 45 % de 0 hPa.jour⁻¹ à -100 hPa.jour⁻¹), alors que C_{Thin}^{\boxplus} semble faiblement en dépendre, avec une couverture nuageuse pratiquement constante autour de 40 %. Dans les régions de subsidences, C_{Opaque}^{\boxplus} augmente également lorsque la vitesse verticale des vents descendants s'accroît mais avec de fortes variations d'un mois à l'autre (fig. 3.9a). De façon plus frappante, T_{Opaque}^{\boxplus} et T_{Thin}^{\boxplus} (fig. 3.9b) **varient linéairement avec ω_{500}** , avec une faible variabilité d'un mois à l'autre. Elles décroissent d'environ 5 °C à -35 °C de 20 hPa.jour⁻¹ à -100 hPa.jour⁻¹ et sont constantes autour de 5 °C entre 20 hPa.jour⁻¹ et 70 hPa.jour⁻¹. Cela **suppose que T_{Opaque}^{\boxplus} et T_{Thin}^{\boxplus} sont invariantes dans chaque régime dynamique**. Ces températures radiatives de nuages sont respectivement construites à partir des températures aux altitudes Z_{Opaque}^l et Z_{Top}^l et celles aux altitudes Z_{Base}^l et Z_{Top}^l (sect. 3.1.1). On peut voir sur les figures 3.9c et 3.9d que la décroissance de T_{Opaque}^{\boxplus} et de T_{Thin}^{\boxplus} de 20 hPa.jour⁻¹ à -100 hPa.jour⁻¹ est due aux effets cumulés d'une augmentation de l'altitude de la « base apparente du nuage » (Z_{Opaque}^{\boxplus} pour les nuages opaques et Z_{Thin}^{\boxplus} pour les nuages fins) et d'une élongation de la distribution verticale des nuages ($Z_{Top}^{\boxplus} - Z_{Opaque}^{\boxplus}$ et $Z_{Top}^{\boxplus} - Z_{Base}^{\boxplus}$). La figure 3.9e donne la distribution par régimes dynamiques de $\varepsilon_{Thin}^{\boxplus}$. Elle augmente de 0,31 à 0,42 entre 20 hPa.jour⁻¹ à -100 hPa.jour⁻¹ avec peu de variabilité intermensuelle et est autour de 0,32 en moyenne dans les régions de subsidences.

Un point intéressant qui apparaît dans ces résultats est la **très faible variabilité dans la relation entre les propriétés nuageuses et ω_{500} dans les régimes dynamiques compris entre 20 hPa.jour⁻¹ à -100 hPa.jour⁻¹** dans les tropiques : l'écart-type est d'environ 2,5 % pour C_{Opaque}^{\boxplus} , moins de 2 % pour C_{Thin}^{\boxplus} , autour de 2,5 K pour T_{Opaque}^{\boxplus} , moins de 3 K pour T_{Thin}^{\boxplus} , approximativement 0,01 pour $\varepsilon_{Thin}^{\boxplus}$, environ 350 m pour Z_{Opaque}^{\boxplus} et Z_{Base}^{\boxplus} , 300 m pour $Z_{Top}^{\boxplus} - Z_{Opaque}^{\boxplus}$ et 200 m pour $Z_{Top}^{\boxplus} - Z_{Base}^{\boxplus}$. Ainsi, **un**

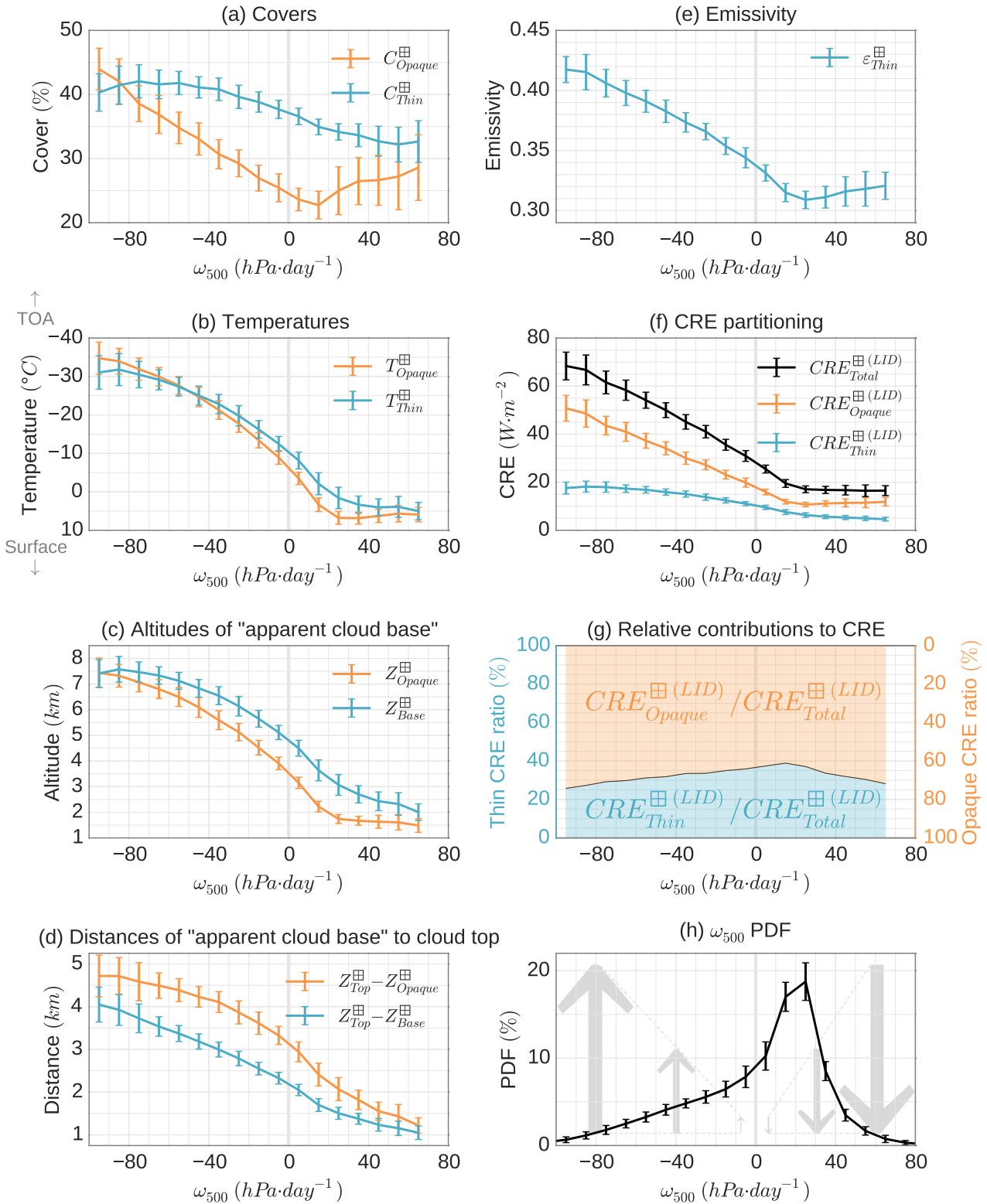


FIGURE 3.9 : Propriétés nuageuses et effets radiatifs des nuages dans les tropiques en fonction de la vitesse verticale à 500 hPa : (a) C_{Opaque}^{\oplus} et C_{Thin}^{\oplus} , (b) T_{Opaque}^{\oplus} parmi les nuages opaques et T_{Thin}^{\oplus} parmi les nuages fins, (c) Z_{Opaque}^{\oplus} parmi les nuages opaques et Z_{Base}^{\oplus} parmi les nuages fins, (d) $Z_{Top}^{\oplus} - Z_{Opaque}^{\oplus}$ parmi les nuages opaques et $Z_{Top}^{\oplus} - Z_{Base}^{\oplus}$ parmi les nuages fins, (e) $\varepsilon_{Thin}^{\oplus}$ parmi les nuages fins, (f) CRE_{Total}^{\oplus} , CRE_{Opaque}^{\oplus} et CRE_{Thin}^{\oplus} et (g) contributions relatives des nuages opaques et fins au CRE total. (h) Distribution des vitesses verticales à 500 hPa. Les résultats sont obtenus à partir de moyennes mensuelles sur des boîtes de $2^{\circ} \times 2^{\circ}$. Seules les données de nuit au-dessus des océans sur $[30^{\circ} S - 30^{\circ} N]$ pour la période 2008–2015 sont considérées. Les barres d'erreurs indiquent l'écart-type ($\pm\sigma$) sur les 96 mois.

changement dans les régimes dynamiques à grande échelle produit des changements dans les propriétés nuageuses dérivables par mesure lidar et dans le CRE qui semblent prévisibles. Par exemple, si une intensification de la vitesse des vents ascendants faisait passer ω_{500} de $-40 \text{ hPa}\cdot\text{jour}^{-1}$ à $-80 \text{ hPa}\cdot\text{jour}^{-1}$ dans une région, $C_{\text{Opaque}}^{\boxplus}$ augmenterait de 8 % ($C_{\text{Thin}}^{\boxplus}$ resterait plus ou moins constante), $T_{\text{Opaque}}^{\boxplus}$ et $T_{\text{Thin}}^{\boxplus}$ chuteraient de 10 K à 7 K et $\varepsilon_{\text{Thin}}^{\boxplus}$ augmenterait de 0,03. Ces modifications dans les propriétés des nuages devraient accroître le CRE de 17 W m^{-2} dont 14 W m^{-2} seraient dus aux nuages opaques (fig. 3.9f). Parce que $C_{\text{Thin}}^{\boxplus}$ reste plus ou moins constante alors que $C_{\text{Opaque}}^{\boxplus}$ augmente lorsque ω_{500} décroît dans les régions d'ascendance, la contribution relative des nuages opaques au CRE total devrait être de plus en plus importante à mesure que la convection s'intensifie. C'est pourquoi la figure 3.9g montre une diminution de la contribution relative des nuages fins de $20 \text{ hPa}\cdot\text{jour}^{-1}$ à $-100 \text{ hPa}\cdot\text{jour}^{-1}$.

Puisque les propriétés nuageuses semblent être invariantes aux régimes dynamiques, un changement de la circulation à grande échelle dans les tropiques devrait entraîner un changement de l'effet radiatif des nuages prédictible et lié aux distributions spatiales (à la fois celles des couvertures et des altitudes) des nuages opaques et fins sondés par lidar embarqué sur satellite. Par exemple, sous l'effet du réchauffement climatique, les modèles de climat suggèrent un rétrécissement de la branche ascendante de la cellule de Hadley (SU et al., 2014), ce qui signifie moins de régions de convection et plus de régions de subsidence, ce qui devrait conduire à une diminution du CRE, prédictible connaissant les changements de ω_{500} sur tous les tropiques.

3.4 Discussion

Dans ce chapitre, à partir de mesures directes de l'altitude d'opacité de l'atmosphère, nommée $Z_{\text{Opaque}}^{\boxplus}$, nous avons pu dériver la température radiative des nuages opaques $T_{\text{Opaque}}^{\boxplus}$, que nous avons montrée être linéairement liée à l'OLR. Nous proposons la mesure de $Z_{\text{Opaque}}^{\boxplus}$ par lidar embarqué sur satellite comme un bon candidat pour fournir une contrainte observationnelle des rétroactions nuageuses infrarouges. Nous avons testé la relation linéaire à différentes échelles spatio-temporelles. Nous listons et discutons dans cette section les possibles raisons des différentes incertitudes observées.

3.4.1 Températures radiatives des nuages opaques et fins

Les définitions données pour les températures radiatives T_{Opaque}^l et T_{Thin}^l (sect. 3.1.1) tiennent uniquement compte des extrémités apparentes des nuages détectées par le lidar (Z_{Top}^l et Z_{Opaque}^l ou Z_{Base}^l). Une température radiative définie par une altitude au barycentre (GARNIER et al., 2012) prendrait en compte l'ensemble du profil vertical nuageux sondé par le lidar. Cependant, nos résultats montrent que le **CRE est principalement piloté par Z_{Top}^l et Z_{Opaque}^l au-dessus d'un nuage opaque et par Z_{Top}^l et Z_{Base}^l au-dessus d'un nuage fin**. De plus, des études basées sur des observations provenant des instruments AIRS et CALIOP ont montré que l'altitude radiative d'un nuage est située au « milieu apparent » du nuage (STUBENRAUCH et al., 2010), les auteurs définissant le « milieu apparent » d'un nuage comme le milieu entre le sommet (Z_{Top}^l) et la base apparente du nuage vue par le lidar CALIOP (Z_{Base}^l pour un nuage fin et Z_{Opaque}^l pour un nuage opaque), en **parfait accord avec nos propres définitions** (éq. (3.2) et (3.3)).

3.4.2 Évaluation de l'OLR au-dessus des nuages fins

Nous avons vu que l'expression linéaire théorique de OLR_{Thin}^l (éq. (3.5)) pour une valeur fixe de ε_{Thin}^l surestime celui obtenu par simulation à l'aide d'un code de transfert radiatif, jusqu'à 10 W m^{-2} dans de nombreux cas (sect. 3.2.1). Ceci est en partie dû au fait que **l'expression linéaire théorique ne tient pas compte de la diffusion du rayonnement infrarouge par les particules nuageuses**. Cela pourrait expliquer en partie pourquoi $OLR_{Thin}^{\odot(LID)}$ est généralement plus important que celui mesuré $OLR_{Thin}^{\odot(CERES)}$ (fig. 3.4b). Cependant, cela **ne doit pas affecter de manière significative la décomposition de $CRE_{Total}^{\oplus(LID)}$ en $CRE_{Opaque}^{\oplus(LID)}$ et $CRE_{Thin}^{\oplus(LID)}$** , car si l'on remplace $CRE_{Thin}^{\oplus(LID)}$ par la différence $CRE_{Total}^{\oplus(CERES)} - CRE_{Opaque}^{\oplus(LID)}$, nous obtenons une contribution des nuages opaques de 74 % du CRE total au lieu de 73 %.

Tracer les résultats de la figure 3.4 dans les conditions de couche nuageuse unique (non montré), c.-à-d. en retirant les cas où il y a un recouvrement de plusieurs nuages dans les colonnes atmosphériques sondées, donne un meilleur coefficient de corrélation, avec $R = 0,99$ pour les nuages opaques et $R = 0,92$ pour les nuages fins. Cela révèle que **notre expression linéaire peut être affectée par des incertitudes additionnelles dues aux situations de couches nuageuses multiples**. Par exemple, toutes les occurrences éloignées de la droite unité sur la figure 3.4a sont dues à la présence de couches nuageuses multiples. Pour les colonnes atmosphériques contenant un nuage opaque survolé par un nuage fin, tenir compte de l'émissivité du nuage fin dans le calcul de T_{Opaque}^l améliore légèrement les résultats ($R = 0,97$). Cependant, cette modification **complique le calcul de T_{Opaque}^l et**

améliore peu une expression simple donnant déjà des résultats très satisfaisants ($R = 0,95$ sur la figure 3.4a).

Également, la valeur moyenne de ε_{Thin}^l utilisée pour construire $OLR_{Thin}^{\boxplus(LID)}$ ne tient pas compte des colonnes atmosphériques contenant un nuage fin dans lesquelles aucun niveau classé « Clear » n'est trouvé sous le nuage, ne permettant pas de calculer ε_{Thin}^l . Ces nuages ne sont d'ailleurs pas présents dans la PDF de ε_{Thin}^l de la figure 3.2d. Ce type de situation arrive lorsqu'un nuage très bas est présent dans le plus bas niveau de 480 m. Par conséquent, **les émissivités des nuages fins proches de la surface ne sont pas prises en compte** dans le calcul de la valeur moyenne de ε_{Thin}^l . Mais, puisque que toutes ces émissivités « manquées » sont celles de nuages proches de la surface, leur température est proche de celle de la surface et leur effet radiatif au sommet de l'atmosphère doit être faible. Cet effet n'a **probablement que peu d'impact sur les résultats** présentés.

Enfin, appliquer **l'équation de OLR_{Thin}^l** (éq. (3.5)) à des variables moyennées sur des boîtes de $2^\circ \times 2^\circ$ introduit des erreurs car l'équation **est non linéaire** (produit de T_{Thin}^l et ε_{Thin}^l) contrairement à l'équation de OLR_{Opaque}^l (éq. (3.4)) qui est linéairement dépendante de T_{Opaque}^l . Étant donné que ε_{Thin}^l est majoritairement centrée sur 0,25 (fig. 3.2d), on peut pratiquement considérer qu'il s'agit d'une constante. La non-linéarité de cette équation **ne devrait donc pas apporter d'erreur importante**. D'ailleurs la comparaison de $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ et $OLR_{Total}^{\boxplus(CERES)}$ a montré de très bons accords.

3.4.3 OLR sur boîte de $2^\circ \times 2^\circ$

Concernant l'OLR calculé sur des boîtes de $2^\circ \times 2^\circ$ pour la période 2008–2015, nous avons utilisé OLR_{Clear}^{\boxplus} en moyennes mensuelles provenant du produit CERES-EBAF dans les équations (3.5) et (3.6) à la place de OLR_{Clear}^{\boxplus} en instantané fourni par le produit C3M car ce dernier n'est plus disponible après avril 2011. L'OLR en ciel clair provenant de CERES-EBAF est dérivé uniquement à partir des mesures faites au-dessus des colonnes atmosphériques en ciel clair. Ces colonnes atmosphériques sont généralement plus sèches que les parties de ciel clair des colonnes atmosphériques contenant un nuage. Par conséquent, puisqu'une colonne atmosphérique plus sèche conduit à un OLR plus fort (p. ex. SPENCER et BRASWELL, 1997; DESSLER et al., 2008; ROCA et al., 2012), **OLR_{Clear}^{\boxplus} issu de CERES-EBAF doit surestimer celui de C3M** en moyenne. Le **cycle diurne, dont il est tenu compte dans OLR_{Clear}^{\boxplus} issu de CERES-EBAF mais pas dans celui issu de C3M**, peut également jouer un rôle dans la différence. Nous avons trouvé une augmentation de $0,6 \text{ W m}^{-2}$ pour $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ en moyenne globale calculé avec OLR_{Clear}^{\boxplus} issu de CERES-EBAF comparé à $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ en moyenne globale calculé avec OLR_{Clear}^{\boxplus} issu de C3M pour la période 2008–2010.

Les différences peuvent également être liées aux recouvrements de couches nuageuses dans certaines colonnes atmosphériques, aux propriétés microphysiques des nuages et aux différences dans les propriétés atmosphériques locales. Cependant, **l'utilisation d'une expression très simple de l'OLR donne une excellente corrélation ($R = 0,95$) entre $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ et $OLR_{Total}^{\boxplus(CERES)}$** en moyennes mensuelles et un bon accord entre la droite de régression linéaire et la droite unité (voir distribution 2D entre $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ et $OLR_{Total}^{\boxplus(CERES)}$ en moyennes mensuelles sur la figure C.3 de l'annexe C.4).

3.4.4 Sensibilité à Z_{Opaque}^l et au facteur de diffusion multiple

Nous avons également vérifié la sensibilité de $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ à **l'incertitude sur l'altitude d'atténuation totale du faisceau lidar**. Pour cela, nous avons calculé $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ en supposant que Z_{Opaque}^l se trouve à un niveau plus haut (+480 m) que celui donné par GOCCP v3.0. Ceci conduit à une nouvelle valeur pour T_{Opaque}^l et donc à une modification de OLR_{Opaque}^l et de OLR_{Total}^{\boxplus} . Nous avons trouvé que cette perturbation entraîne une diminution de OLR_{Total}^{\boxplus} de $0,9 \text{ W m}^{-2}$ en moyenne globale (fig. C.5a; annexe C.6). Cette incertitude, liée à la résolution verticale du produit GOCCP, reste **relativement faible** en moyenne globale. Dans l'hypothèse de l'étude d'une série temporelle composée d'observations issues de différents lidars spatiaux, il sera important de tenir compte de cette sensibilité dans le cas où les lidars n'ont pas la même puissance ou la même longueur d'onde de fonctionnement pouvant conduire à des estimations différentes de Z_{Opaque}^l .

Enfin, l'utilisation d'une valeur fixe pour le coefficient de diffusion multiple η lors du calcul de l'émissivité des nuages fins, alors que ce coefficient dépend, entre autres, de la température (GARNIER et al., 2015), peut également affecter les différences entre le calcul de $OLR_{Thin}^{\circ(LID)}$ et la mesure $OLR_{Thin}^{\circ(CERES)}$. Nous avons testé la **sensibilité d'un changement de η** sur $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$, en abaissant la valeur de η de 0,6 à 0,5. Cela a pour conséquence de réduire $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ de $1,1 \text{ W m}^{-2}$ en moyenne globale (fig. C.5b; annexe C.6), ce que nous pouvons considérer **négligeable** face au $28,4 \text{ W m}^{-2}$ de $CRE_{Total}^{\boxplus(LID)}$ en moyenne globale.

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons vu qu'à l'aide de trois altitudes mesurées par lidar spatial qui résument la distribution verticale des nuages, nous pouvons construire un modèle simple de transfert radiatif dans l'infrarouge. Les trois altitudes que nous utilisons sont celles qui influencent le plus l'OLR : 1) l'altitude du sommet des nuages Z_{Top}^l , 2) l'altitude d'atténuation totale du faisceau laser Z_{Opaque}^l

dans une colonne atmosphérique contenant un nuage opaque et 3) l'altitude de la base des nuages Z_{Base}^l dans une colonne atmosphérique contenant un nuage semi-transparent.

À l'aide de simulations de transfert radiatif, nous avons trouvé que l'OLR au-dessus d'un nuage opaque peut s'exprimer linéairement en fonction de la température radiative du nuage opaque : $OLR_{Opaque}^{(LID)} = 2,0T_{Opaque}^l - 310$, où T_{Opaque}^l est obtenue par la combinaison de Z_{Top}^l , Z_{Opaque}^l et du profil de température issu de réanalyses. De cette relation simple, il résulte que si un nuage opaque s'élève de sorte que T_{Opaque}^l diminue de 1 K, alors l'OLR décroît de 2 W m^{-2} .

Nous avons testé la robustesse de cette expression linéaire à l'aide d'observations à différentes échelles spatio-temporelles. D'abord en instantané à l'échelle d'une empreinte au sol d'une mesure du radiomètre CERES ($\approx 20 \text{ km}$), grâce au lidar de CALIPSO et à CERES. Nous avons trouvé un coefficient de corrélation de 0,95 entre les températures T_{Opaque}^l dérivées des observations par lidar et les mesures de l'OLR effectuées par CERES. Puis, nous avons testé la relation sur des boîtes de $2^\circ \times 2^\circ$ en moyennes mensuelles. L'OLR en moyenne globale, obtenu à l'aide des observations du lidar et de la relation linéaire, diffère de $0,1 \text{ W m}^{-2}$ de celui mesuré par CERES.

Cette expression permet de plus de décomposer le CRE en contributions dues aux nuages opaques et aux nuages fins. Sur la période 2008–2015, la contribution moyenne à l'échelle globale des nuages opaques (73 %) a été bien plus importante que celle des nuages fins (27 %), bien que les couvertures de ces deux types de nuages à l'échelle globale soient semblables.

Chapitre **4**

Décomposition des variations temporelles de l'effet radiatif infrarouge des nuages durant la dernière décennie *

Sommaire

4.1	Méthode	72
4.1.1	Décomposition des variations du CRE en contributions dues aux propriétés nuageuses	72
4.1.2	Détermination de la part relative de chaque propriété nuageuse dans les variations du CRE	73
4.2	Validation de la méthode : décomposition de la variation du CRE durant un évènement El Niño	74
4.2.1	Variation des propriétés nuageuses lors de l'évènement El Niño fin 2015	74
4.2.2	Décomposition de la variation du CRE en contributions dues à la variation des propriétés nuageuses	76
4.3	Décomposition des variations temporelles du CRE observées de 2008 à 2015	78
4.3.1	Variations temporelles du CRE et des propriétés nuageuses	78
4.3.2	Décomposition des variations temporelles du CRE en contributions dues aux variations des propriétés nuageuses	80
4.3.3	Quelle propriété nuageuse pilote les variations du CRE?	80
4.4	Conclusion	83

*. Ce chapitre reprend l'article suivant : VAILLANT DE GUÉLIS, T., CHEPFER, H., NOEL, V., GUZMAN, R., WINKER, D. M., et PLOUGONVEN R. (2017). « Using space lidar observations to decompose longwave cloud radiative effect variations over the last decade ». Dans : *Geophysical Research Letters*. DOI : 10.1002/2017GL074628 (voir annexe E).

À l'aide du modèle simple de l'effet radiatif infrarouge des nuages dérivé de mesures lidar que nous avons décrit dans le chapitre précédent, nous pouvons maintenant décomposer les variations temporelles de l'effet radiatif infrarouge des nuages en contributions dues aux variations des propriétés nuageuses observées par lidar. Nous présentons dans ce chapitre la méthode permettant d'effectuer cette décomposition (sect. 4.1). Nous la testons ensuite sur un cas d'étude bien connu (sect. 4.2). Enfin, nous l'utilisons pour déterminer quelle propriété nuageuse a piloté les variations de l'effet radiatif infrarouge des nuages observées entre 2008 et 2015 (sect. 4.3).

N.B. : Dans ce chapitre, toutes les variables sont à l'échelle d'une boîte de $2^\circ \times 2^\circ$ ou des moyennes de celles-ci. Afin d'alléger les notations, nous retirons l'exposant \boxplus des variables.

4.1 Méthode

Nous présentons d'abord la méthode permettant de décomposer les changements de CRE entre deux états du système climatique en des contributions dues à des changements dans les propriétés des nuages (sect. 4.1.1). Puis, nous présentons la méthode utilisée pour déterminer la contribution relative de chaque propriété nuageuse aux variations du CRE durant la dernière décennie (sect. 4.1.2).

4.1.1 Décomposition des variations du CRE en contributions dues aux propriétés nuageuses

Dans un premier temps, nous **décomposons un changement de $CRE_{Total}^{(LID)}$ ($\Delta CRE_{Total}^{(LID)}$) entre deux états de l'atmosphère s_1 et s_2** , en contributions dues à cinq propriétés nuageuses (C_{Opaque} , T_{Opaque} , C_{Thin} , T_{Thin} et ε_{Thin}). Pour cela, nous **décomposons indépendamment $\Delta CRE_{Opaque}^{(LID)}$ en contributions dues à C_{Opaque} , T_{Opaque} et OLR_{Clear}** . Puis, nous **décomposons $\Delta CRE_{Thin}^{(LID)}$ en contributions dues à C_{Thin} , T_{Thin} , ε_{Thin} et OLR_{Clear}** .

Un changement de $CRE_{Opaque}^{(LID)}$ ($\Delta CRE_{Opaque}^{(LID)}$) entre deux états, peut être exprimé comme la somme des contributions dues à des changements de C_{Opaque} , T_{Opaque} et OLR_{Clear} et un terme résiduel non-linéaire (NL) :

$$\Delta CRE_{Opaque}^{(LID)} = \frac{\partial CRE_{Opaque}^{(LID)}}{\partial C_{Opaque}} \Delta C_{Opaque} + \frac{\partial CRE_{Opaque}^{(LID)}}{\partial T_{Opaque}} \Delta T_{Opaque} + \frac{\partial CRE_{Opaque}^{(LID)}}{\partial OLR_{Clear}} \Delta OLR_{Clear} + \Delta CRE_{Opaque}^{(LID)}_{NL} \quad (4.1)$$

où les dérivées partielles sont obtenues à partir de l'expression (3.9) reliant $CRE_{Opaque}^{(LID)}$, C_{Opaque} , T_{Opaque} et OLR_{Clear} . En suivant TAYLOR et al. (2007), lorsque l'on évalue les dérivées partielles à la moyenne des deux états (p. ex. $\frac{\partial CRE_{Opaque}^{(LID)}}{\partial T_{Opaque}} = -2,0 \frac{C_{Opaque1} + C_{Opaque2}}{2}$), les termes non linéaires s'annulent et il vient $\Delta CRE_{Opaque_{NL}}^{(LID)} = 0$ (voir démonstration en annexe C.7).

De la même façon, un changement de $CRE_{Thin}^{(LID)}$ ($\Delta CRE_{Thin}^{(LID)}$) entre deux états, peut être exprimé selon :

$$\Delta CRE_{Thin}^{(LID)} = \frac{\partial CRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial C_{Thin}} \Delta C_{Thin} + \frac{\partial CRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial T_{Thin}} \Delta T_{Thin} + \frac{\partial CRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial \varepsilon_{Thin}} \Delta \varepsilon_{Thin} + \frac{\partial CRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial OLR_{Clear}} \Delta OLR_{Clear} + \Delta CRE_{Thin_{NL}}^{(LID)} \quad (4.2)$$

où les quatre dérivées partielles sont obtenues à partir de l'expression (3.10) reliant $CRE_{Thin}^{(LID)}$, C_{Thin} , T_{Thin} , ε_{Thin} et OLR_{Clear} . Lorsque l'on évalue les dérivées partielles à la moyenne des deux états, le terme résiduel $\Delta CRE_{Thin_{NL}}^{(LID)}$ est relativement négligeable car les termes du deuxième ordre et les trois quarts de ceux du troisième ordre s'annulent, ne laissant qu'un quart du terme de troisième ordre dans le terme résiduel (voir démonstration en annexe C.7). Par exemple, lorsque l'on applique cette méthode au cas d'El Niño (ENSO en anglais pour *El Niño Southern Oscillation*) présenté dans la section qui suit, $\Delta CRE_{Thin_{NL}}^{(LID)}$ représente toujours moins de 5 % de $\Delta CRE_{Thin}^{(LID)}$ et moins de 2 % de $\Delta CRE_{Total}^{(LID)}$.

Ce type de méthode pour décomposer le CRE n'est pas nouveau (p. ex. ZELINKA et al., 2012a,b; YUE et al., 2016) et a déjà été appliqué à des observations des cirrus par lidar (ZHOU et al., 2014). Nous l'appliquons ici, pour la première fois, à l'ensemble des nuages observés par lidar et selon une décomposition en cinq propriétés nuageuses : C_{Opaque} , T_{Opaque} , C_{Thin} , T_{Thin} et ε_{Thin} .

En appliquant les équations (4.1) et (4.2) à chaque pas temporel d'un mois, considérant Δ comme l'anomalie mensuelle — différence entre la valeur du mois courant et la moyenne sur les huit années (2008–2015) d'observation de CALIOP et CERES —, il est possible de décomposer les variations temporelles entre 2008 et 2015 de $CRE_{Opaque}^{(LID)}$ en contributions dues à C_{Opaque} , T_{Opaque} et OLR_{Clear} et de $CRE_{Thin}^{(LID)}$ en contributions dues à C_{Thin} , T_{Thin} , ε_{Thin} et OLR_{Clear} .

4.1.2 Détermination de la part relative de chaque propriété nuageuse dans les variations du CRE

Nous décrivons maintenant la méthode utilisée pour estimer quelles propriétés nuageuses pilotent principalement les variations interannuelles de $\Delta CRE_{Total}^{(LID)}$.

Pour cela, nous calculons la **contribution relative** V_i **de chaque propriété** $i = C_{Opaque}, T_{Opaque}, C_{Thin}, T_{Thin}, \varepsilon_{Thin}, OLR_{Clear}$ **aux variations de** $\Delta CRE_{Total}^{(LID)}(t)$. Nous utilisons l'équation issue de BOER et YU (2003), mais au lieu de considérer des variations spatiales, nous considérons des variations temporelles :

$$V_i = \frac{\langle \Delta CRE_{Total}^{(LID)}(t) \Delta CRE_i^{(LID)}(t) \rangle}{\sigma_{\Delta CRE_{Total}^{(LID)}(t)}^2} \quad (4.3)$$

où $\langle \Delta CRE_{Total}^{(LID)}(t) \Delta CRE_i^{(LID)}(t) \rangle$ est la covariance entre la $i^{\text{ème}}$ contribution au CRE total et le CRE total, et $\sigma_{\Delta CRE_{Total}^{(LID)}(t)}^2$ la variance de $\Delta CRE_{Total}^{(LID)}(t)$. La **somme des contributions relatives est égale à 1**, mais les contributions peuvent être négatives. Lorsqu'une contribution est négative, cela indique qu'elle réduit la variance par des anti-corrélations avec les autres contributions.

4.2 Validation de la méthode : décomposition de la variation du CRE durant un évènement El Niño

Nous appliquons la méthode décrite à la section 4.1 à l'anomalie de $CRE_{Total}^{(LID)}$ sur les mois d'octobre, novembre et décembre 2015 (2015-OND) due à l'évènement El Niño ($\Delta CRE_{Total}^{(LID)}$), définie comme la différence entre la moyenne de 2015-OND et la moyenne des mois OND sur la période 2008–2015. Nous présentons d'abord la variation, lors de cet évènement, des cinq propriétés nuageuses (sect. 4.2.1), puis, la décomposition de la variation du CRE en contributions dues à la variation de ces cinq propriétés nuageuses (sect. 4.2.2).

Nous choisissons un évènement El Niño car c'est durant ces évènements que les changements observés du CRE sont les plus importants (YANG et al., 2016), lorsque la distribution verticale des nuages et la couverture nuageuse changent le plus (SU et JIANG, 2013).

4.2.1 Variation des propriétés nuageuses lors de l'évènement El Niño fin 2015

Les figures 4.1a–e montrent les anomalies des propriétés des nuages opaques et fins au-dessus de l'océan Pacifique équatorial. La figure 4.1f montre l'anomalie de la vitesse verticale de l'air à 500 hPa issue des réanalyses ERA-Interim. Pour chacune des cinq propriétés nuageuses (fig. 4.1a–e), nous discernons très nettement le **déplacement de la branche ascendante de la cellule de Walker** de la région indonésienne où la convection s'atténue au milieu de l'océan Pacifique où la convection apparaît

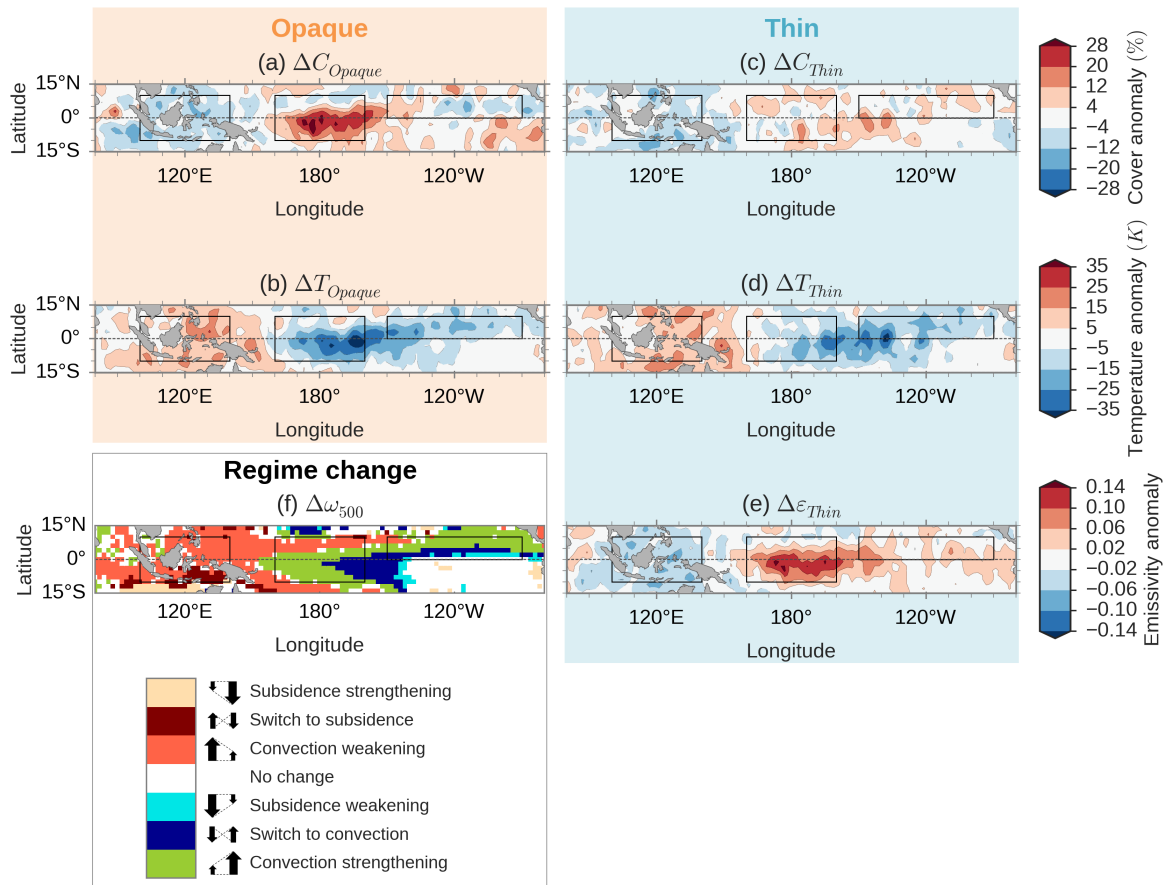


FIGURE 4.1 : Anomalie des propriétés nuageuses observées durant l'El Niño 2015 : (a) couverture des nuages opaques, (b) température des nuages opaques, (c) couverture des nuages fins, (d) température des nuages fins, (e) émissivité des nuages fins et (f) vitesse verticale de l'air à 500 hPa (« No change » : $-5 < \Delta\omega_{500} < -5$ hPa jour⁻¹). Les anomalies sont calculées comme la différence entre la moyenne sur 2015-OND et la moyenne des OND sur la période 2008–2015. Seules les données de nuit au-dessus des océans sont considérées.

ou s'intensifie (fig. 4.1f). Dans la région où la branche ascendante de la cellule de Walker se retrouve durant l'évènement El Niño, la couverture des nuages opaques augmente fortement ($\sim +10/30\%$ entre 170° E et 150° W) et leur altitude augmente (température $\sim -15/35$ K). Dans le même temps, l'émissivité des nuages fins augmente fortement ($\sim +0,05/0,15$) et leur température décroît ($\sim -5/25$ K). Inversement, près de l'Indonésie, où les mouvements ascendants s'affaiblissent, la couverture nuageuse diminue ($\sim -10\%$) et l'altitude des nuages décroît (température $\sim +15$ K) de façon comparable pour les nuages opaques et fins. Au nord de l'équateur, de 140° W jusqu'aux côtes de l'Amérique centrale où la convection dans l'ITCZ s'intensifie (fig. 4.1f, zone verte), la couverture des nuages opaques et fins reste plus ou moins inchangée et leur température décroît légèrement. Les résultats montrés sur la figure 4.1 concordent qualitativement avec ceux de SU et JIANG (2013), qui ont utilisé des profils nuageux à 250 m de résolution verticale tirés de CALIPSO/CloudSat pour documenter la redistribution spatiale des nuages durant l'évènement El Niño

de 2009–2010. Par exemple, la figure 5 de SU et JIANG (2013) montre, à haute altitude, une forte augmentation de la fraction nuageuse entre 160° E et 140° W ($\sim +10/25\%$ à 100–200 hPa) et une diminution de la fraction nuageuse entre 90° E et 160° E ($\sim -15/25\%$ autour de 100 hPa) durant les mois de décembre janvier février (DJF) 2009–2010. Même s’il ne s’agit pas du même évènement d’El Niño, ces changements sont bien saisis par les changements de couvertures nuageuses et de températures montrés sur la figure 4.1. De plus, une forte augmentation du contenu en eau entre 160° E et 140° W (fig. 5 de SU et JIANG (2013)) est en accord avec l’augmentation de l’émissivité des nuages fins (fig. 4.1e). Cela suggère que **les cinq propriétés nuageuses, présentées sur les figures 4.1a–e, sont bien adaptées pour décrire les principales caractéristiques de la redistribution des nuages durant un évènement El Niño.**

4.2.2 Décomposition de la variation du CRE en contributions dues à la variation des propriétés nuageuses

Les changements de ces cinq propriétés nuageuses affectent directement le CRE. Nous montrons sur la figure 4.2 la **contribution du changement de chaque propriété nuageuse à $\Delta CRE_{Total}^{(LID)}$** . Nous séparons premièrement $\Delta CRE_{Total}^{(LID)}$ en ses contributions dues aux nuages opaques $\Delta CRE_{Opaque}^{(LID)}$ (fig. 4.2b) et fins $\Delta CRE_{Thin}^{(LID)}$ (fig. 4.2c). Ensuite, en utilisant les équations (3.9), (3.10), (4.1) et (4.2), nous montrons les contributions dues aux anomalies de couverture et de température des nuages opaques (fig. 4.2d,e), et dues aux anomalies de couverture, de température et d’émissivité des nuages fins (fig. 4.2f,g,h). De façon très significative, on remarque que $\Delta CRE_{Total}^{(LID)}$ (fig. 4.2a) est **pratiquement entièrement due à la contribution des nuages opaques** (fig. 4.2b). La forte anomalie positive de $CRE_{Total}^{(LID)}$ au-dessus de la région du centre du Pacifique tropical [160° E – 160° W; 10° S – 10° N], où la branche ascendante de la circulation de Walker prend place ($+24 \text{ W m}^{-2}$), est principalement due à l’augmentation de la couverture des nuages opaques ($+11 \text{ W m}^{-2}$) et à la chute de température des nuages opaques ($+9 \text{ W m}^{-2}$). L’anomalie négative de $CRE_{Total}^{(LID)}$ au-dessus de la région de l’ouest du Pacifique tropical [100° E – 140° E; 10° S – 10° N] est également particulièrement due aux nuages opaques pour des raisons opposées. Nous pouvons également remarquer que l’anomalie positive de $CRE_{Total}^{(LID)}$ dans la région de l’est du Pacifique tropical au nord de l’équateur [150° W – 90° W; 0° – 10° N], où l’ITCZ se renforce ($+14 \text{ W m}^{-2}$), est principalement due au changement de température des nuages opaques ($+10 \text{ W m}^{-2}$). En effet, dans cette région, la couverture des nuages opaques reste approximativement identique (fig. 4.1a) mais les nuages se retrouvent à de plus hautes altitudes (températures plus froides) (fig. 4.1b). Enfin, étant donné que la partie sud–est du Pacifique tropical ne montre pas de changement de vitesse verticale de l’air à 500 hPa (fig. 4.1f), les régimes et les propriétés des nuages ne changent pas dans cette région (fig. 4.1a–e) et l’anomalie de CRE est négligeable (fig. 4.2). Les contributions individuelles

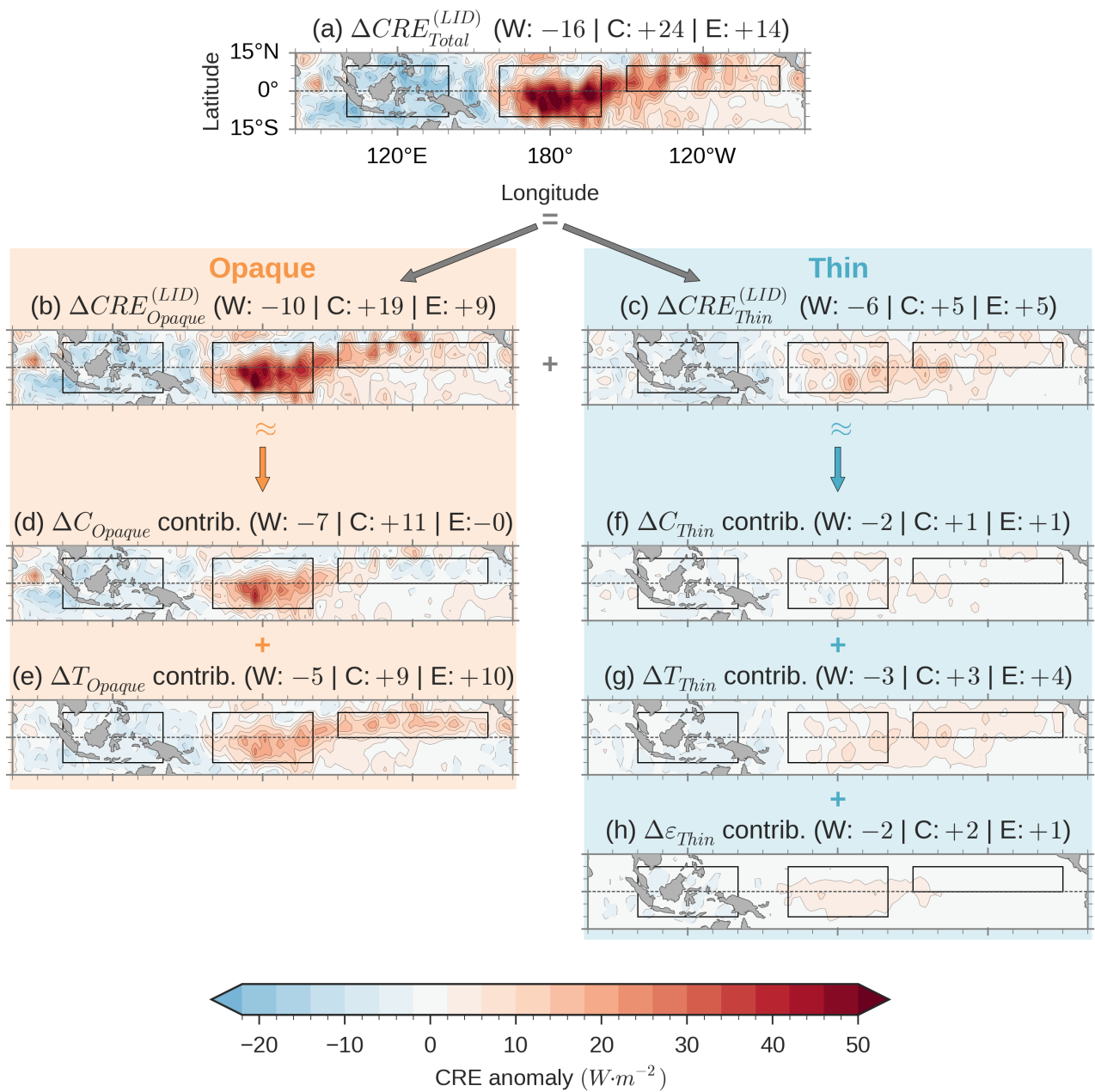


FIGURE 4.2 : Décomposition de l’anomalie de CRE LW au sommet de l’atmosphère durant l’évènement El Niño de 2015 en contributions. (a) Anomalie de CRE dérivée des observations du lidar CALIOP décomposée en (b) anomalie de CRE due aux nuages opaques et (c) anomalie de CRE due aux nuages fins, toutes deux à leur tour décomposées en contributions dues au changements (d) de couverture des nuages opaques, (e) de température des nuages opaques, et (f) de couverture des nuages fins, (g) de températures des nuages fins et (h) d’émissivité des nuages fins. Les anomalies sont calculées comme la différence entre la moyenne sur 2015-OND et la moyenne des OND sur la période 2008–2015. Seules les données de nuit au-dessus des océans sont considérées. Les valeurs moyennes (en $W m^{-2}$) au-dessus de la région de l’ouest du Pacifique tropical [$100^{\circ} E - 140^{\circ} E$; $10^{\circ} S - 10^{\circ} N$], de la région du centre du Pacifique tropical [$160^{\circ} E - 160^{\circ} W$; $10^{\circ} S - 10^{\circ} N$] et de la région de l’est du Pacifique tropical [$150^{\circ} W - 90^{\circ} W$; $0^{\circ} - 10^{\circ} N$] sont données entre parenthèses. Les sommes ne correspondent pas parfaitement à cause des contributions dues au changement dans les propriétés du ciel clair et des résidus non linéaires.

à $\Delta CRE_{Total}^{(LID)}$, dues aux changements dans les propriétés des nuages pendant cet évènement El Niño, **s'accordent bien avec de précédentes études effectuant une décomposition à l'aide des LW cloud radiative kernels** dérivés des histogrammes CTP- τ de ISCCP (WANG et SU, 2015) : elles ont par exemple trouvé, comme nous, que l'anomalie positive de CRE LW au-dessus de la région du centre du Pacifique tropical et l'anomalie négative au-dessus de la région de l'ouest du Pacifique tropical durant les évènements El Niño, sont dues de façon approximativement égales aux changements de couverture et d'altitude des nuages. Si nos résultats sont cohérents avec ceux de WANG et SU (2015) en terme de structures spatiales, de signes et de variables, ils diffèrent en ce qui concerne l'amplitude, probablement parce que les évènements El Niño analysés ne sont pas les mêmes (SU et JIANG, 2013). Dans notre étude, la décomposition à l'aide d'un instrument de télédétection active apporte la séparation claire des nuages opaques et fins à partir de la mesure de l'opacité de l'atmosphère (sect. 2.1.2) et une plus grande précision sur la contribution due au changement d'altitude des nuages. Cela révèle le **rôle prépondérant des changements dans les nuages opaques dans l'anomalie de CRE LW durant un évènement El Niño**.

4.3 Décomposition des variations temporelles du CRE observées de 2008 à 2015

La méthode de décomposition étant validée, nous pouvons maintenant l'utiliser sur les variations temporelles des propriétés nuageuses observées par CALIP (sect. 4.3.1) pour décomposer les variations des moyennes mensuelles de $\Delta CRE_{Total}^{(LID)}(t)$ observées de 2008 à 2015 (sect. 4.3.2) et déterminer, à partir de l'équation (4.3), quelle propriété nuageuse pilote principalement ces variations (sect. 4.3.3). Nous effectuons cette étude sur la région centrale du Pacifique tropical et à l'échelle globale. La première, fortement influencée par les évènements El Niño, a l'intérêt de présenter de grandes variations temporelles dans les propriétés nuageuses et le CRE.

4.3.1 Variations temporelles du CRE et des propriétés nuageuses

Dans la région centrale du Pacifique tropical, la figure 4.3a montre que **les variations du CRE dérivées des observations du lidar CALIOP ($\Delta CRE_{Total}^{(LID)}(t)$; courbe noire) reproduisent bien les variations observées par CERES ($\Delta CRE_{Total}^{(CERES)}(t)$; courbe rouge) ($R = 0,97$)**. Les amplitudes des variations de $CRE_{Total}^{(LID)}(t)$ sont importantes car les couvertures nuageuses (fig. 4.3b) et la distribution verticale des nuages (fig. 4.3c) sont très sensibles à l'ENSO (indice ENSO multivarié sur fig. 4.3a).

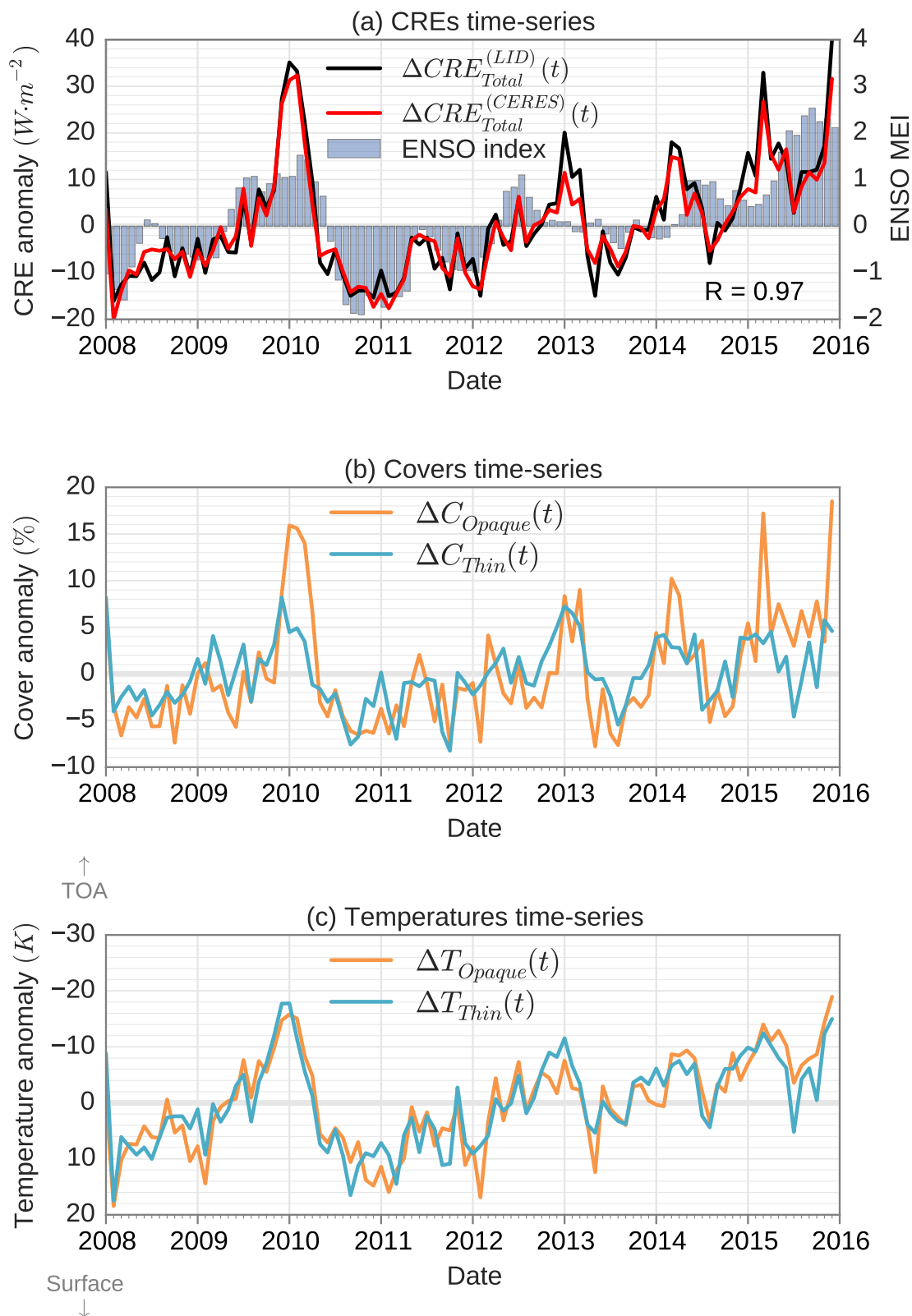


FIGURE 4.3 : Série temporelle entre 2008 et 2015 au-dessus de la région du centre du Pacifique tropical [$160^{\circ} E - 160^{\circ} W$; $10^{\circ} S - 10^{\circ} N$] des anomalies en moyennes mensuelles : (a) CRE dérivé des mesures CERES comparé au CRE dérivé des observations du lidar CALIOP (montrés contre l'indice ENSO multivarié provenant de www.esrl.noaa.gov/psd/enso/mei/), R est le coefficient de corrélation, (b) couvertures des nuages opaques et fins et (c) températures des nuages opaques et fins. Seules les données de nuit au-dessus des océans sont considérées.

Par exemple, l'évènement El Niño de 2009–2010 présente une forte anomalie positive de $CRE_{Total}^{(LID)}$ due à une baisse des températures des nuages opaques et fins et une augmentation de leur couverture dans cette région. Nous pouvons également noter que la couverture des nuages opaques semble plus sensible aux évènements El Niño que celle des nuages fins (ex : $\Delta C_{Thin} = \sim +5\%$ et $\Delta C_{Opaque} = \sim +15\%$ pour l'évènement El Niño de 2009–2010).

4.3.2 Décomposition des variations temporelles du CRE en contributions dues aux variations des propriétés nuageuses

À partir des variations de ces propriétés nuageuses observées par lidar et des équations (4.1) et (4.2), **nous décomposons $\Delta CRE_{Total}^{(LID)}(t)$ en sept composantes : les contributions dues à C_{Opaque} , à T_{Opaque} , à C_{Thin} , à T_{Thin} , à ε_{Thin} , au ciel clair (ce qui inclut les changements des propriétés de la surface) et à un terme non-linéaire résiduel.**

Dans la région du centre du Pacifique tropical, les variations temporelles du CRE entre 2008 et 2015 sont pilotées par les variations des propriétés des nuages opaques (fig. 4.4a). Les contributions dues variations des deux propriétés des nuages opaques dérivées par lidar — ΔC_{Opaque} (fig. 4.3b; orange) et ΔT_{Opaque} (fig. 4.3c; orange) — jouent un rôle largement supérieur à la contribution liée aux changements dans les propriétés de ciel clair (fig. 4.4b). On retrouve le fort évènement El Niño OND-2015 présenté précédemment (sect. 4.2) avec des contributions de ΔC_{Opaque} et ΔT_{Opaque} relativement équivalentes si l'on considère ces trois mois, ce qui est bien en accord avec les précédents résultats. Concernant les contributions dues aux propriétés des nuages fins, il est intéressant de remarquer que les variations de ΔT_{Thin} semblent jouer le rôle principal (fig. 4.4c).

4.3.3 Quelle propriété nuageuse pilote les variations du CRE ?

À partir de l'équation (4.3) on peut attribuer, à chacune des sept composantes de la décomposition, sa contribution relative aux variations de $CRE_{Total}^{(LID)}$ entre 2008 et 2015. Ceci permet alors de hiérarchiser les différentes contributions et de mettre en évidence quelle variable pilote principalement les variations de $CRE_{Total}^{(LID)}$. La figure 4.5a montre les contributions relatives des sept composantes, avec la contribution du ciel clair séparée en ses contributions au $CRE_{Opaque}^{(LID)}$ ($Clear_O$) et au $CRE_{Thin}^{(LID)}$ ($Clear_T$), dans la région du centre du Pacifique tropical. Les changements dans les propriétés des nuages opaques pilotent 73 % des variations de $CRE_{Total}^{(LID)}$ entre 2008 et 2015 dans cette région. Les variations de C_{Opaque} contribuent le plus (47 %), suivies des variations de T_{Opaque} (33 %). La faible contribution négative du ciel clair (−6 %

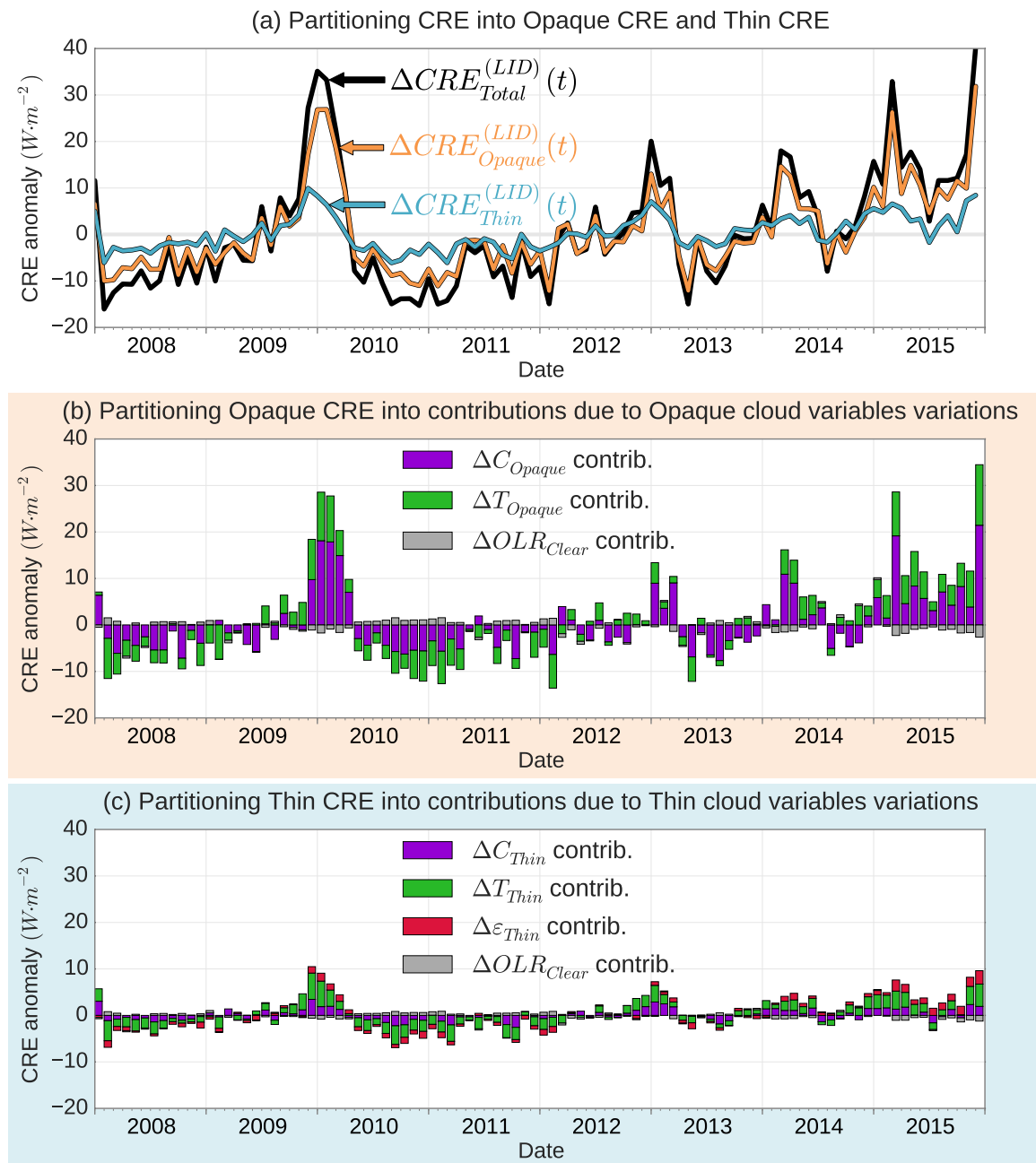


FIGURE 4.4 : Décomposition des variations temporelles du CRE de 2008 à 2015 dans la région du centre du Pacifique tropical [160° E – 160° W ; 10° S – 10° N] en contributions dues aux variations des propriétés nuageuses. (a) Anomalie de CRE dérivée des observations du lidar CALIOP décomposée en anomalie de CRE due aux nuages opaques et anomalie de CRE due aux nuages fins, toutes deux à leur tour décomposées en contributions dues aux variations (b) de la couverture des nuages opaques, de la température des nuages opaques et des propriétés du ciel clair et (c) de la couverture des nuages fins, de la température des nuages fins, de l'émissivité des nuages fins et des propriétés du ciel clair.

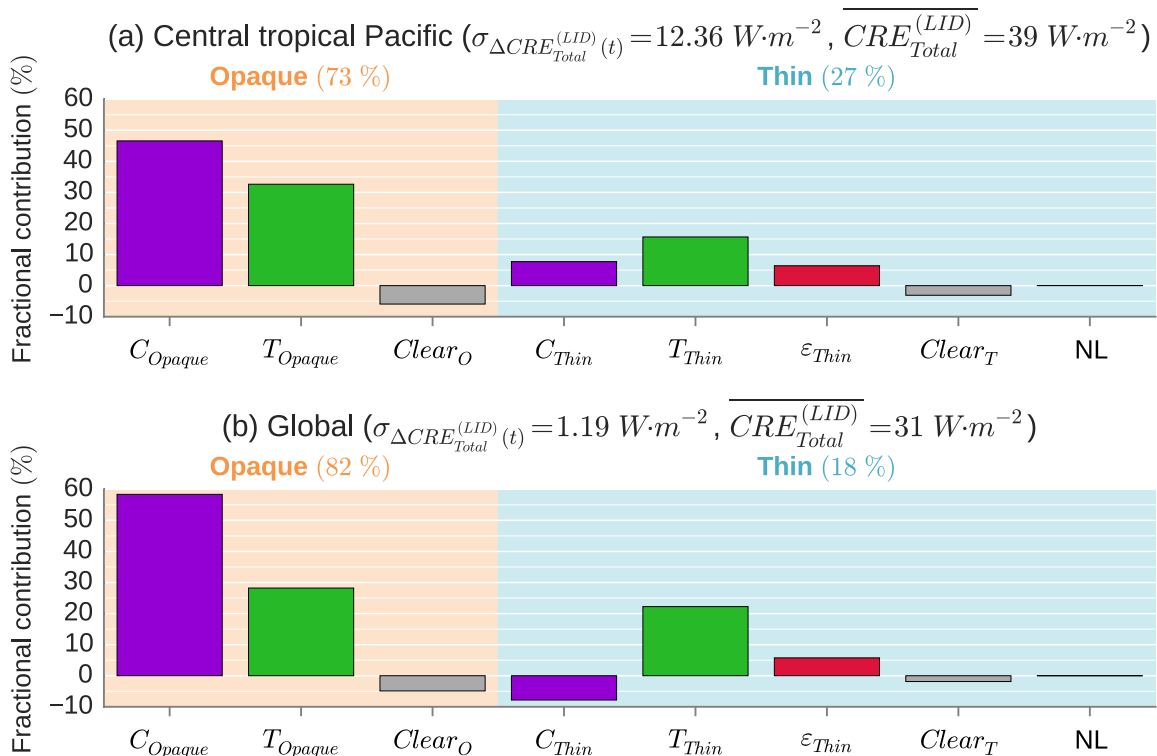


FIGURE 4.5 : (a) Contributions relatives des propriétés des nuages opaques et fins aux variations de $CRE_{Total}^{(LID)}$ entre 2008 à 2015. Anomalies en moyennes mensuelles au dessus de la région du centre du Pacifique tropical [$160^\circ \text{ E} - 160^\circ \text{ W}$; $10^\circ \text{ S} - 10^\circ \text{ N}$] considérées par rapport à la moyenne des mêmes mois sur la période 2008–2015. (b) Idem à l'échelle globale. Seules les données de nuit au-dessus des océans sont considérées.

pour $Clear_O$) révèle les changements de SST qui modifient OLR_{Clear} de façon à atténuer l'anomalie de $CRE_{Total}^{(LID)}$ causée par les changements nuageux.

La figure 4.5b montre la même décomposition mais à l'échelle globale. Ici encore, **les nuages opaques pilotent largement les variations de $CRE_{Total}^{(LID)}$ entre 2008 et 2015 (82 %)**, bien que la couverture des nuages opaques représente seulement la moitié de la couverture nuageuse totale au-dessus des océans (fig. 2.6). **Les variations dans la couverture des nuages opaques apparaissent comme le facteur principal (58 %)**, les variations de la température des nuages opaques jouant un rôle moins important (28 %). Finalement, les nuages fins n'apportent qu'une faible contribution due aux variations de leur température (22 %). Bien que notre approche nous permette de hiérarchiser les rôles joués par les différentes propriétés des nuages, **les résultats obtenus à l'échelle globale doivent être regardés avec précaution**. En effet, les variations de $CRE_{Total}^{(LID)}$ en moyennes mensuelles sont plus faibles à l'échelle globale ($\sigma_{\Delta CRE_{Total}^{(LID)}}(t) = 1,2 \text{ W m}^{-2}$) que lorsqu'on se limite à la région du centre du Pacifique tropical ($\sigma_{\Delta CRE_{Total}^{(LID)}}(t) = 12,4 \text{ W m}^{-2}$). Par conséquent, $\Delta CRE_{Total}^{(LID)}(t)$ **n'est pas aussi bien corrélé à $\Delta CRE_{Total}^{(CERES)}(t)$ ($R = 0,65$)**, laissant moins d'assurance sur le réalisme des variations du CRE dérivées des observations par lidar à l'échelle

globale.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une méthode de décomposition des variations interannuelles du CRE qui, pour la première fois, utilise des observations issues d'instruments de télédétection active embarqués sur satellite. Elle permet une décomposition en contributions dues aux variations de cinq propriétés nuageuses : la couverture et la température des nuages opaques, la couverture et la température des nuages fins et l'émissivité des nuages fins. Nous avons appliqué cette méthode aux observations effectuées par le lidar CALIOP entre 2008 et 2015 et avons trouvé les principaux résultats suivants :

- Dans la région du centre du Pacifique tropical (fig. 4.5a), 73 % des variations interannuelles du CRE observées entre 2008 et 2015 sont dues à des changements des nuages opaques, la couverture jouant le rôle principal. Les 27 % restant sont dus à des changements des nuages fins.
- À l'échelle globale (fig. 4.5b), les variations interannuelles du CRE observées entre 2008 et 2015 sont principalement pilotées par les nuages opaques (82 %), les nuages fins contribuent seulement pour 18 %. Les variations interannuelles du CRE sont également principalement influencées par les changements de couvertures des nuages opaques (58 %).

Ces résultats soulignent l'important rôle radiatif joué par les variations des nuages opaques : représentant la moitié de la couverture nuageuse totale au-dessus des océans, ils sont responsables de 82 % des variations interannuelles du CRE en moyennes mensuelles à l'échelle globale. Ces résultats mettent également en évidence l'utilité des observations de lidar embarqué sur satellite pour mieux comprendre les changements dans le CRE. Grâce à la précision de leurs mesures et à leur stabilité dans le temps, une série temporelle sur plusieurs décennies d'observations par lidar depuis des satellites, analysée de la même façon que dans ce chapitre, pourrait fournir de fortes contraintes observationnelles sur les rétroactions nuageuses infrarouges. Les observations de CALIOP depuis une décennie, celles du futur lidar embarqué sur le satellite EarthCARE (ILLINGWORTH et al., 2014) qui sera lancé en 2019, et espérons celles d'un troisième lidar ensuite, pourraient permettre de construire une série temporelle d'observations par lidar embarqué sur satellite suffisamment longue.

Chapitre 5

Contrainte observationnelle sur la modélisation de l'effet radiatif infrarouge des nuages dans les modèles de climat : implications pour les rétroactions nuageuses

Sommaire

5.1	Contributions des nuages opaques et fins au CRE simulé	86
5.1.1	Propriétés nuageuses simulées	86
5.1.2	Expression du CRE à partir de $Z_{T_{Opaque}}$ et $Z_{T_{Thin}}$	88
5.1.3	Décomposition de l'effet radiatif infrarouge des nuages en contributions dues aux nuages opaques et fins	90
5.2	Décomposition des variations temporelles du CRE simulées de 2008 à 2014	92
5.2.1	Variations temporelles du CRE et des propriétés nuageuses	92
5.2.2	Quelle propriété nuageuse pilote les variations du CRE?	95
5.3	Décomposition des rétroactions nuageuses simulées	96
5.3.1	Changement des propriétés nuageuses dans un contexte de réchauffement climatique	97
5.3.2	Quelle propriété nuageuse pilote les rétroactions nuageuses?	97
5.4	Conclusion	100

Dans ce chapitre, nous vérifions si les variations temporelles du CRE simulées par un modèle de climat sont pilotées par les mêmes propriétés nuageuses que dans les observations. Pour cela, nous appliquons, à l'aide d'un simulateur de lidar spatial, la méthode présentée précédemment à un modèle de climat. Nous décomposons tout d'abord le CRE simulé en contributions dues aux nuages opaques et fins (sect. 5.1). Puis, nous décomposons les variations temporelles du CRE simulées en

contributions dues aux propriétés nuageuses simulées dans le *climat actuel* (sect. 5.2). Enfin, en utilisant une simulation du *climat futur*, nous décomposons les rétroactions nuageuses infrarouges simulées à « long terme » en des contributions dues aux propriétés des nuages simulées. Nous effectuons la même décomposition pour les rétroactions nuageuses infrarouges simulées à « court terme ». La cohérence entre ces deux décompositions est une condition nécessaire pour que les observations par lidar soient une contrainte observationnelle pour les rétroactions nuageuses infrarouges simulées dans les modèles de climat (sect. 5.3).

N.B. : Il convient de noter que ces résultats sont préliminaires et nécessiteront d'être affinés. Un seul modèle est considéré dans cette étude (LMDZ) et les simulations sont issues de la dernière version (LMDZ6) qui n'est pour l'instant référencée dans aucune publication.

5.1 Contributions des nuages opaques et fins au CRE simulé

Nous dérivons dans un premier temps les propriétés nuageuses dont nous avons besoin pour la décomposition du CRE simulé d'un simulateur lidar (sect. 5.1.1). Puis, nous effectuons la décomposition du CRE simulé à l'échelle globale et comparons ces résultats aux observations (sect. 5.1.3).

5.1.1 Propriétés nuageuses simulées

Pour chaque maille du modèle LMDZ (sect. 2.4.1) et à chaque pas de temps, le simulateur lidar COSP (sect. 2.4.2) génère vingt profils lidar sur vingt colonnes atmosphériques synthétiques sous-maille générées aléatoirement et dont l'ensemble respecte les propriétés atmosphériques moyennes simulées dans la maille. De ces **profils lidar simulés**, nous relevons les propriétés nuageuses suivantes : les altitudes Z_{Opaque}^l , Z_{Top}^l et Z_{Base}^l , leur température associée $T_{Z_{Opaque}^l}^l$, T_{Top}^l et T_{Base}^l et l'émissivité ε_{Thin}^l (comme définies sect. 2.1.2). Pour chaque profil, nous calculons les altitudes des températures radiatives $T_{Opaque} = (T_{Top}^l + T_{Z_{Opaque}^l}^l)/2$ et $T_{Thin} = (T_{Top}^l + T_{Base}^l)/2$ selon : $Z_{T_{Opaque}}^l = (Z_{Opaque}^l + Z_{Top}^l)/2$ et $Z_{T_{Thin}}^l = (Z_{Base}^l + Z_{Top}^l)/2$. Nous calculons ensuite les valeurs moyennes pour chaque maille sur un mois : T_{Opaque}^{\oplus} , T_{Thin}^{\oplus} , $Z_{T_{Opaque}}^{\oplus}$, $Z_{T_{Thin}}^{\oplus}$ et $\varepsilon_{Thin}^{\oplus}$.

La figure 5.1 montre, à gauche, les propriétés nuageuses simulées (C_{Opaque}^{\oplus} , T_{Opaque}^{\oplus} , $Z_{T_{Opaque}}^{\oplus}$, C_{Thin}^{\oplus} , T_{Thin}^{\oplus} , $Z_{T_{Thin}}^{\oplus}$ et $\varepsilon_{Thin}^{\oplus}$) en moyennes zonales (cartes en annexe C.8, fig. C.6) pour le **climat actuel** (simulation de type « AMIP »; voir sect. 2.4.1). Les observations sont reportées sur cette figure, à droite. On reconnaît,

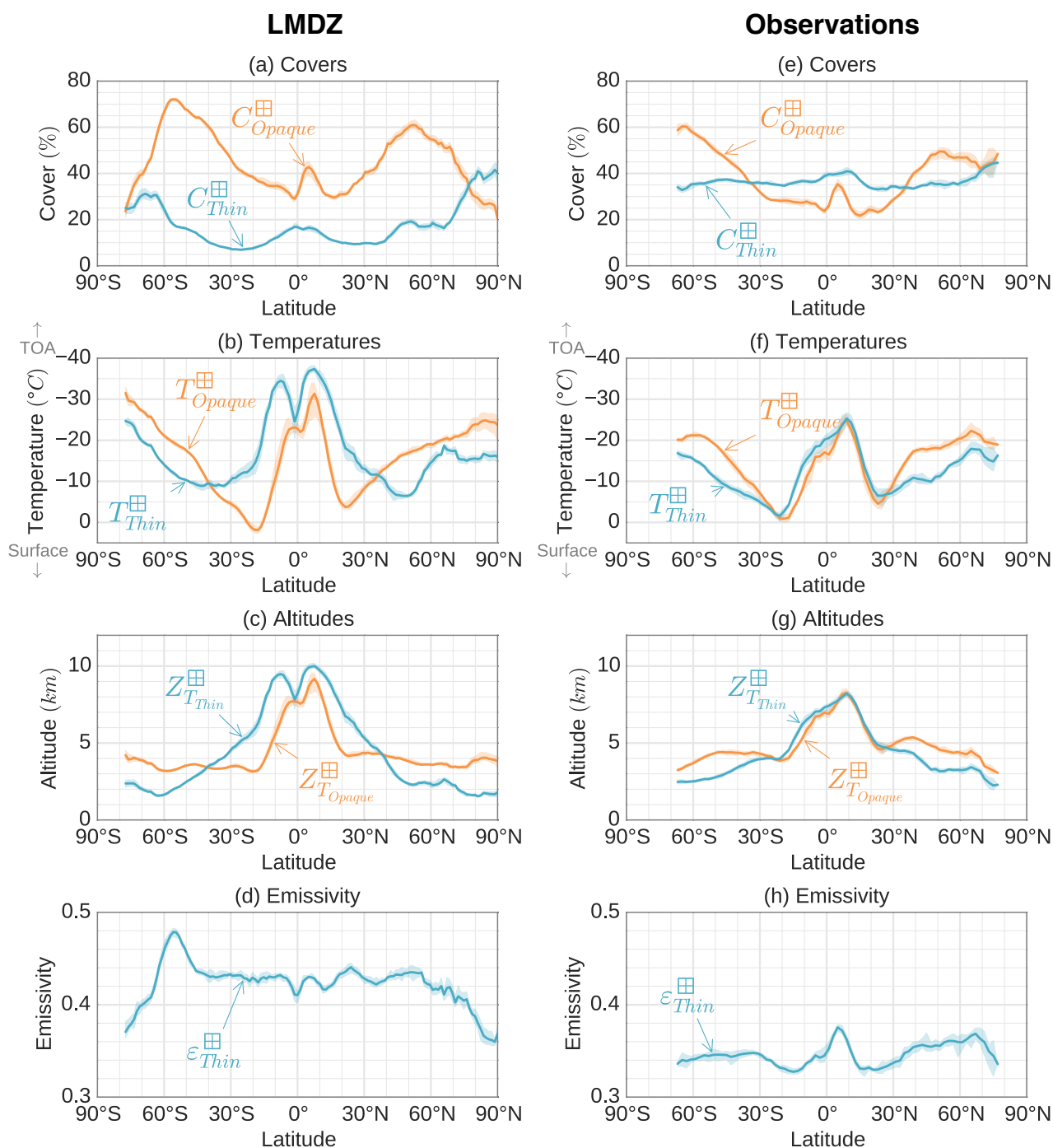


FIGURE 5.1 : Comparaison des moyennes zonales des propriétés nuageuses simulées (gauche) et observées (droite) : (a) et (e) C_{Opaque}^{\oplus} et C_{Thin}^{\oplus} , (b) et (f) T_{Opaque}^{\oplus} parmi les nuages opaques et T_{Thin}^{\oplus} parmi les nuages fins, (c) et (g) $Z_{T_{Opaque}^{\oplus}}$ parmi les nuages opaques et $Z_{T_{Thin}^{\oplus}}$ parmi les nuages fins et (d) et (h) $\varepsilon_{Thin}^{\oplus}$ parmi les nuages fins. Au-dessus des océans (non glacés dans le cas des observations) pour la période 2008–2014. Les zones colorées représentent les enveloppes (max à min) des variations interannuelles. La simulation est de type « AMIP ».

dans les observations, les branches de subsidence et de convection de la cellule de Hadley dans l'ensemble des variables hormis pour $\varepsilon_{Thin}^{\boxplus}$. On remarque un pic à 5° N pour les altitudes et températures radiatives à l'emplacement attendu pour l'ITCZ. On observe en revanche un deuxième pic symétriquement par rapport à l'équateur qui n'est pas présent dans les observations ; il s'agit de l'erreur dite de la « double ITCZ » présente dans la plupart des modèles (p. ex. LI et XIE, 2014). **La couverture des nuages opaques simulés domine très nettement celle des nuages fins** (fig. 5.1a) **alors qu'elles sont semblables en moyenne globale dans les observations** (fig. 5.1e). Dans les tropiques notamment, la couverture des nuages opaques est surestimée d'environ 10 % et la couverture des nuages fins sous-estimée d'environ 25 %. Comme pour les observations, les variations interannuelles (zones colorées) sont relativement faibles, à l'exception de l'altitude et de la température radiative des nuages opaques autour de 5° S et 5° N où l'on observe une plus forte variabilité non présente dans les observations.

5.1.2 Expression du CRE à partir de $Z_{T_{Opaque}}$ et $Z_{T_{Thin}}$

En admettant que le gradient de température $\Gamma = -\frac{dT}{dz}$ est constant dans la troposphère, on peut exprimer $Z_{T_{Opaque}}^l$ et $Z_{T_{Thin}}^l$ en fonction de Γ et T_{Opaque} ou Γ et T_{Thin} . En faisant de plus l'hypothèse que OLR_{Clear}^{\boxplus} peut s'exprimer selon l'équation (3.4) en remplaçant T_{Opaque}^l par la température de surface, on peut réécrire l'expression du CRE dû aux nuages opaques (éq. (3.9)) selon :

$$CRE_{Opaque}^{\boxplus(LID)} = C_{Opaque}^{\boxplus} [(2,0SST^{\boxplus} - 310) - (2,0T_{Opaque}^{\boxplus} - 310)] \quad (5.1)$$

$$= C_{Opaque}^{\boxplus} 2,0(SST^{\boxplus} - T_{Opaque}^{\boxplus}) \quad (5.2)$$

$$= C_{Opaque}^{\boxplus} 2,0\Gamma Z_{T_{Opaque}}^{\boxplus} \quad (5.3)$$

De même pour l'expression du CRE dû aux nuages fins (éq. (3.10)), il vient :

$$CRE_{Thin}^{\boxplus(LID)} = \varepsilon_{Thin}^{\boxplus} C_{Thin}^{\boxplus} 2,0\Gamma Z_{T_{Thin}}^{\boxplus} \quad (5.4)$$

La figure 5.2b montre les mêmes résultats que la figure 3.3a, mais représente CRE_{Opaque}^l issu de calculs de transfert radiatif en fonction de $Z_{T_{Opaque}}^l$ au lieu de OLR_{Opaque}^l en fonction de T_{Opaque}^l . La figure 5.2a montre le profil de température dans cette région (noir) dont nous évaluons le gradient Γ en effectuant une régression linéaire (bleu). L'utilisation de cette valeur pour Γ dans l'équation (3.9) appliquée à une colonne 1D opaque, donne la droite bleue sur la figure 5.2b (le coefficient 2,1 est représentatif de la région considérée : voir figure 3.3a). On remarque que cette droite ne correspond pas parfaitement aux résultats donnés par le code de transfert radiatif. Deux biais sont : 1) la valeur de la SST n'est pas nécessairement parfaitement égale à la valeur où la régression linéaire sur le profil de température

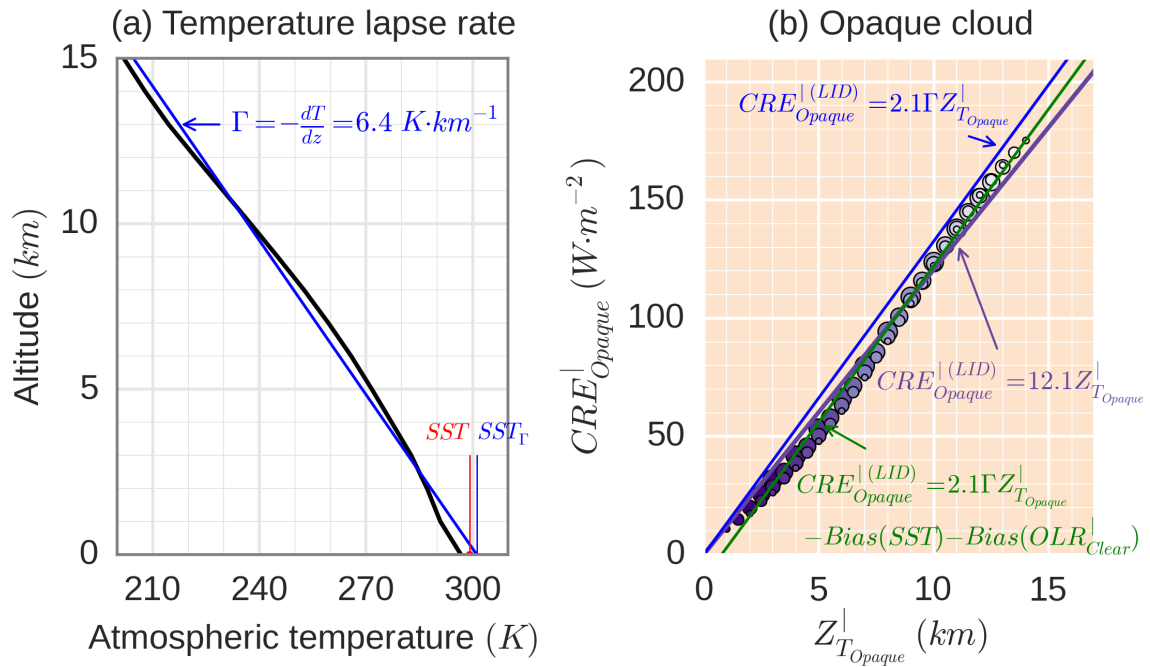


FIGURE 5.2 : Adaptation de l'expression de $CRE_{Opaque}^{(LID)}$ en fonction de $OLR_{Opaque}^{(LID)} = f(T_{Opaque}^|)$ (fig. 3.3a) en une expression en fonction de $Z_{T_{Opaque}}^|$ à l'aide du gradient du profil de température Γ . (a) Régression linéaire (bleu) sur le profil de température (noir) permettant de déduire la valeur de Γ . (b) Résultats issus des calculs de transfert radiatif direct identiques à ceux de la figure 3.3a avec $CRE_{Opaque}^{(LID)}$ en ordonnées et $Z_{T_{Opaque}}^|$ en abscisses. La droite bleue représente l'expression simple (3.9) du $CRE_{Opaque}^{(LID)}$ en fonction de $Z_{T_{Opaque}}^|$ et Γ . La droite verte représente la même expression corrigée des deux erreurs faites lors de l'utilisation de cette expression. La courbe violette est la régression linéaire forcée par l'origine que l'on retient pour l'expression du CRE (voir équ. (5.5)). Les coefficients ne sont représentatifs que de la région considérée, ici la région tropicale [30° S - 30° N].

coupe l'axe des abscisses SST_{Γ} ($Bias(SST) = 2,1\Delta SST = 2,1(SST_{\Gamma} - SST)$) et 2) la valeur de OLR_{Clear} dérivée de l'équation (3.4) n'est pas parfaitement égale à la valeur fournie par le code de transfert radiatif $OLR_{Clear}^{(GAME)}$ ($Bias(OLR_{Clear}^|) = (2,1SST - 332,2) - OLR_{Clear}^{(GAME)}$). En retirant ces deux biais à la droite bleue, on obtient la droite verte qui représente parfaitement les résultats issus de GAME. Néanmoins, cette droite a l'inconvénient de ne plus passer par l'origine. Nous lui préférons alors la droite issue de la solution par les moindres carrés de l'équation vectorielle $[CRE_{Opaque}^{(LID)}] = k[Z_{T_{Opaque}}^|]$ (violet), c.-à-d. forcée par l'origine. Pour cette région, nous avons $k = 12,1$. En considérant l'ensemble des régions du globe, nous retenons la valeur $k = 11$. Les équations (3.9) et (3.10) peuvent alors être remplacées par les approximations suivantes :

$$CRE_{Opaque}^{\boxplus(LID)} = C_{Opaque}^{\boxplus} 11 Z_{T_{Opaque}}^{\boxplus} \quad (5.5)$$

$$CRE_{Thin}^{\boxplus(LID)} = \varepsilon_{Thin}^{\boxplus} C_{Thin}^{\boxplus} 11 Z_{Thin}^{\boxplus} \quad (5.6)$$

Cela signifie que l'effet radiatif d'un nuage opaque dans l'infrarouge augmente de 11 W m^{-2} pour une élévation du nuage de 1 km.

Nous avons validé ces deux expressions à l'aide d'observations colocalisées entre CALIOP et CERES (voir fig. C.7 et fig. C.8).

5.1.3 Décomposition de l'effet radiatif infrarouge des nuages en contributions dues aux nuages opaques et fins

Les propriétés nuageuses $Z_{T_{Opaque}}^{\boxplus}$, $Z_{T_{Thin}}^{\boxplus}$ et $\varepsilon_{Thin}^{\boxplus}$ issues des profils lidar simulés sont utilisées pour estimer le CRE¹ (voir annexe 5.1.2). Au niveau de l'ITCZ, le CRE obtenu est plus important que celui trouvé dans les observations ($\approx +5 \text{ W m}^{-2}$; fig. 5.3a vs 5.3c, noir). Cette surestimation est due à une couverture de nuages opaques simulés trop importante ($\approx +8\%$; fig. 5.1a vs 5.1e, orange), placés à des altitudes trop élevées ($\approx +1 \text{ km}$; fig. 5.1c vs 5.1g, orange) et par conséquent trop froids ($\approx -7 \text{ K}$; fig. 5.1b vs 5.1f, orange). En raison de la surestimation globale de la couverture des nuages opaques et de la sous-estimation globale de celle des nuages fins (fig. 5.1a vs 5.1e, bleu), **la contribution des nuages opaques simulés au CRE total domine largement** (87%; fig. 5.3b, orange) **et surestime celle observée** (73%; fig. 5.3d, orange).

La figure 5.4 compare le CRE estimé à partir des propriétés nuageuses issues des profils lidar simulés (fig. 5.4b) et le CRE fourni par le modèle qui est le résultat d'un calcul de transfert radiatif détaillé (fig. 5.4a). **Les répartitions géographiques sont très bien représentées par notre expression simple.** La figure 5.4c montre les différences de ces deux estimations du CRE. Notre expression simple surestime le CRE dans les régions convectives tropicales. Une explication envisagée de cette surestimation repose sur la difficulté qu'ont les algorithmes, générant de façon stochastique les sous-colonnes, de répartir avec réalisme les propriétés nuageuses moyennes d'une maille (p. ex. RÄISÄNEN et al., 2004).

1. Dans ce chapitre, nous utilisons une version simplifiée des expressions (3.9) et (3.10) pour exprimer le CRE, en utilisant $Z_{T_{Opaque}}^{\boxplus}$ et $Z_{T_{Thin}}^{\boxplus}$ au lieu de T_{Opaque}^{\boxplus} et T_{Thin}^{\boxplus} . Ceci permet de ne plus faire intervenir OLR_{Clear}^{\boxplus} . Il est également possible d'utiliser ces « nouvelles » expressions dans les chapitres précédents, ce que nous faisons dans la suite de ce chapitre pour les figures de comparaisons des résultats issus de simulations et d'observations.

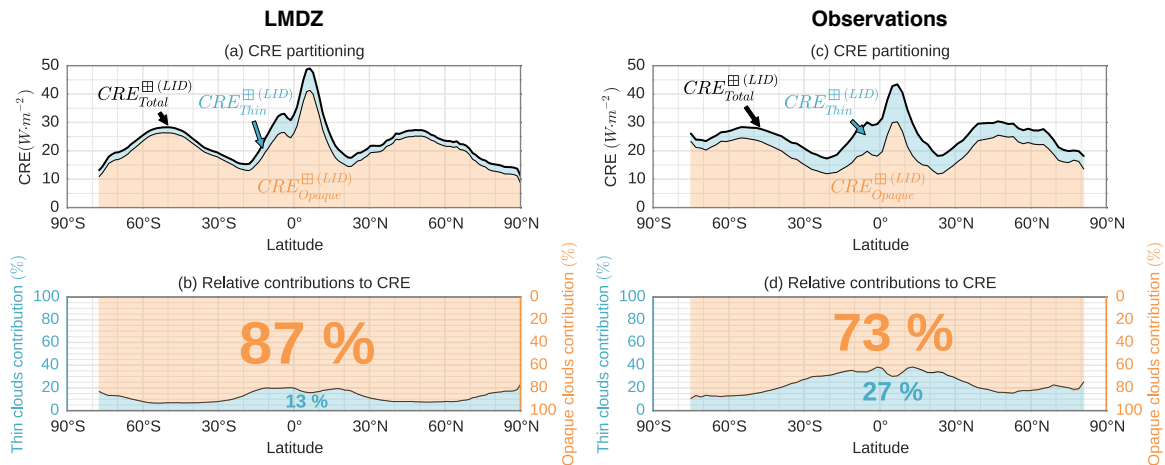


FIGURE 5.3 : Comparaison de la décomposition du CRE simulé (gauche) et observé (droite) : (a) et (c) Décomposition du CRE total (noir) en contributions dues aux nuages opaques (orange) et fins (bleu). (b) et (d) Idem en contributions relatives. Au-dessus des océans pour la période 2008–2014. La simulation utilisée est de type « AMIP ».

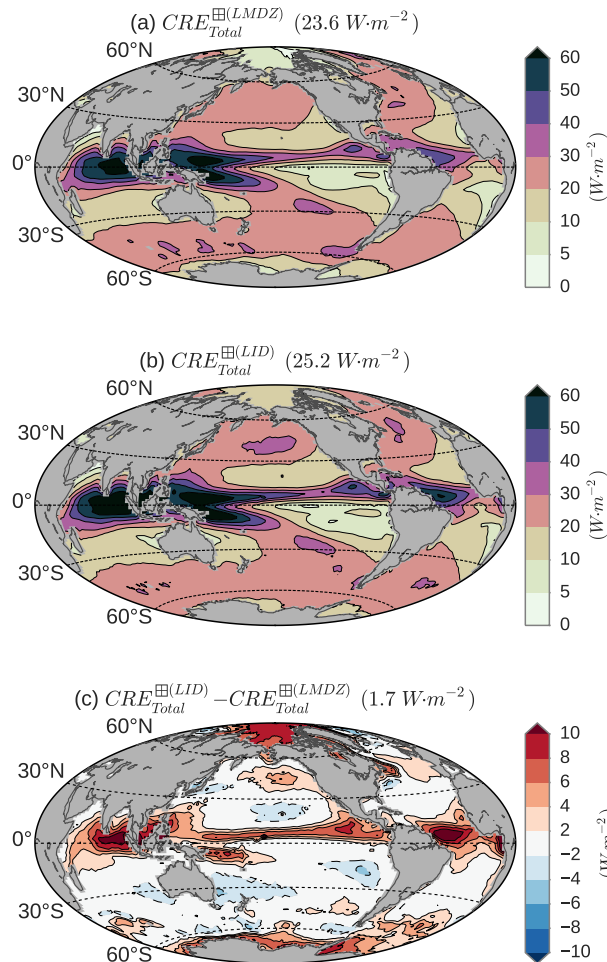


FIGURE 5.4 : Comparaison du CRE fourni par le modèle LMDZ et celui estimé à partir des expressions simples : (a) CRE fourni par le modèle LMDZ et (b) CRE estimé à partir des expressions simples. (c) = (b) – (a). Moyenne pour la période 2008–2014. La simulation est de type « AMIP ».

5.2 Décomposition des variations temporelles du CRE simulées de 2008 à 2014

Nous nous intéressons maintenant à la décomposition des variations temporelles du CRE simulées à l'aide des propriétés nuageuses simulées (sect. 5.2.1), puis calculons la part relative de chacune de ces propriétés nuageuses dans les variations du CRE total et comparons ces résultats aux observations (sect. 5.2.2).

5.2.1 Variations temporelles du CRE et des propriétés nuageuses

Les amplitudes des variations interannuelles de l'altitude et de la température des nuages opaques et fins (fig. 5.5c,d) sont en accord avec celles observées (fig. 5.5g,h). **Les amplitudes des variations interannuelles des couvertures des nuages opaques et fins simulés** (fig. 5.5b), en revanche, **sont deux fois plus faibles que celles observées** (fig. 5.5f). À l'échelle globale, on note que les variations observées de ΔC_{Opaque} et de ΔC_{Thin} sont en opposition de phase. Cela est dû à un « transfert », dans l'océan austral (*Southern Ocean*), de couverture de nuages opaques en couverture de nuages fins durant l'hiver austral et inversement durant l'été austral (non montré). **Ces « transferts » entre les couvertures de nuages opaques et de nuages fins ne sont pas bien représentés par le modèle et semblent être la principale raison du manque d'amplitude dans les variations du CRE simulées à l'échelle globale** (fig. 5.5a) en comparaison de celles observées (fig. 5.5e).

Sur la figure 5.5a sont représentées les variations du CRE fournies par le modèle (rouge) qui **valident** celles estimées à partir des propriétés nuageuses issues des profils lidar simulés (noir) à l'échelle globale ($R = 0,76$). Aussi, sur la figure 5.5e sont représentées les variations du CRE observées par CERES (rouge) qui **valident** celles estimées à partir des propriétés nuageuses issues des profils lidar observées (noir) à l'échelle globale ($R = 0,71$).

Les variations du CRE total **simulées** (fig. 5.6a, courbe noir) sont très clairement pilotées par la contribution des nuages opaques (fig. 5.6a, courbe orange). Elles **suivent les variations de $Z_{TOpaque}$** (fig. 5.6b, barres vertes). Contrairement aux simulations, les variations du CRE total **observées** (fig. 5.6d, courbe noire) semblent principalement **pilotées par C_{Opaque}** (fig. 5.6e, barres violettes) et la contribution des nuages fins n'est pas tout à fait négligeable (fig. 5.6d, courbe bleue et fig. 5.6f). **Le modèle attribue, à tort, la principale cause des variations du CRE total aux variations de $Z_{TOpaque}$ au lieu de C_{Opaque} car il ne représente pas correctement les variations de couvertures des nuages opaques et fins** (fig. 5.5b) liées aux « transferts » entre ces deux types de nuages aux moyennes latitudes.

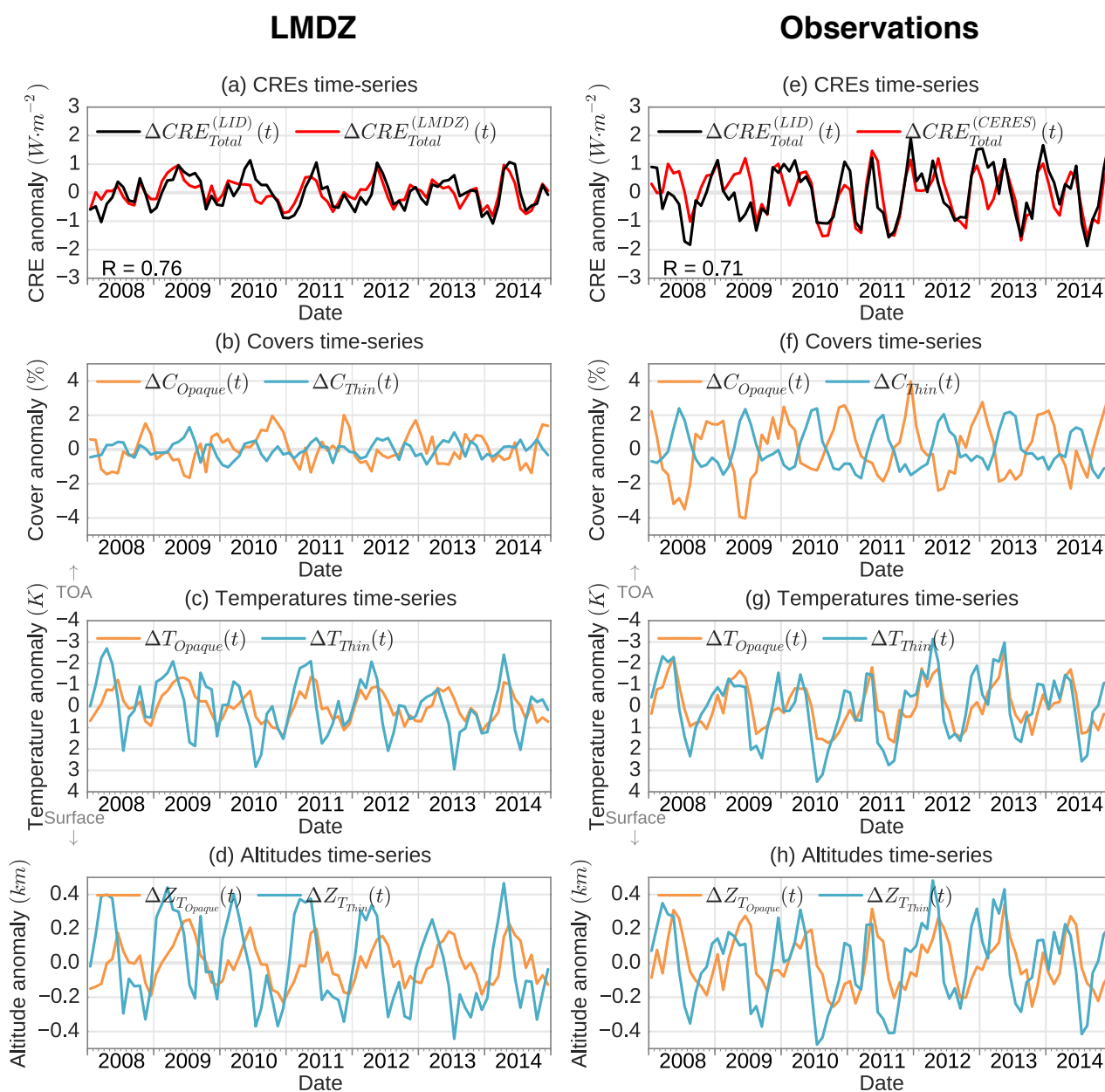


FIGURE 5.5 : Comparaison des séries temporelles des anomalies simulées (gauche) et observées (droite) entre 2008 et 2014 au-dessus des océans en moyenne globale : (a) CRE dérivé des observations du simulateur lidar COSP (noir) et CRE fourni par le modèle LMDZ, R est le coefficient de corrélation, (e) CRE dérivé des observations du lidar CALIOP (noir) et CRE dérivé des mesures CERES (rouge), R est le coefficient de corrélation, (b) et (f) couvertures des nuages opaques et fins, (c) et (g) températures des nuages opaques et fins et (d) et (h) altitudes des nuages opaques et fins. La simulation est de type « AMIP ». L’anomalie est calculée comme la différence entre la valeur du mois courant et la moyenne sur la période 2008–2014.

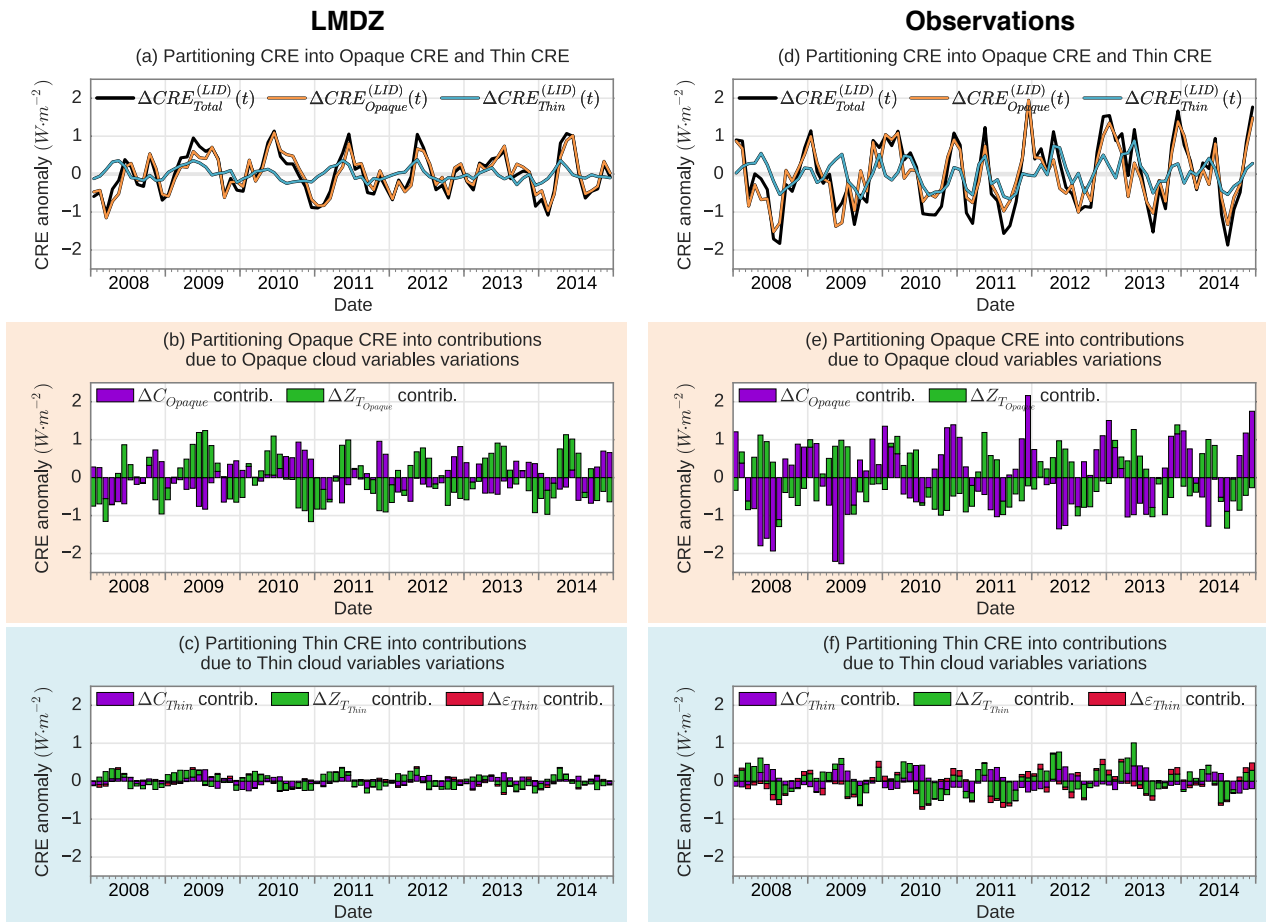


FIGURE 5.6 : Décomposition des variations temporelles du CRE simulées (gauche) et observées (droite) de 2008 à 2014 au-dessus des océans en moyenne globale, en contributions dues aux variations des propriétés nuageuses. (a) Anomalie de CRE dérivée des « observations » du simulateur lidar de COSP décomposée en anomalie de CRE due aux nuages opaques et anomalie de CRE due aux nuages fins, toutes deux à leur tour décomposées en contributions dues aux variations (b) de la couverture des nuages opaques et de l'altitude des nuages opaques (c) de la couverture des nuages fins, de l'altitude des nuages fins et de l'émissivité des nuages fins. La simulation est de type « AMIP ». (d), (e) et (f) idem dans les observations. L'anomalie est calculée comme la différence entre la valeur du mois courant et la moyenne sur la période 2008–2014.

5.2.2 Quelle propriété nuageuse pilote les variations du CRE ?

La contribution de chaque propriété nuageuse aux variations du CRE total simulées peut être quantifiée à l'aide de la méthode développée dans le chapitre 4 (voir sect. 4.1.2). Dans la région du centre du Pacifique tropical (fig. 5.7a), soumise à de grandes variations des propriétés nuageuses due à l'ENSO (fig. 4.3), les parts relatives des variations des propriétés nuageuses sont assez bien représentées par le modèle en comparaison des observations. La surestimation de la contribution des nuages opaques et la sous-estimation de celles des nuages fins, sont dues, respectivement, à la surestimation et la sous-estimation de la couverture de chacun dans les tropiques (fig. 5.1a,e). L'ENSO provoquant des variations des propriétés des nuages très importantes et, par conséquent, des variations du CRE très importantes, elle est étudiée depuis longtemps pour contraindre les modèles et ces derniers parviennent

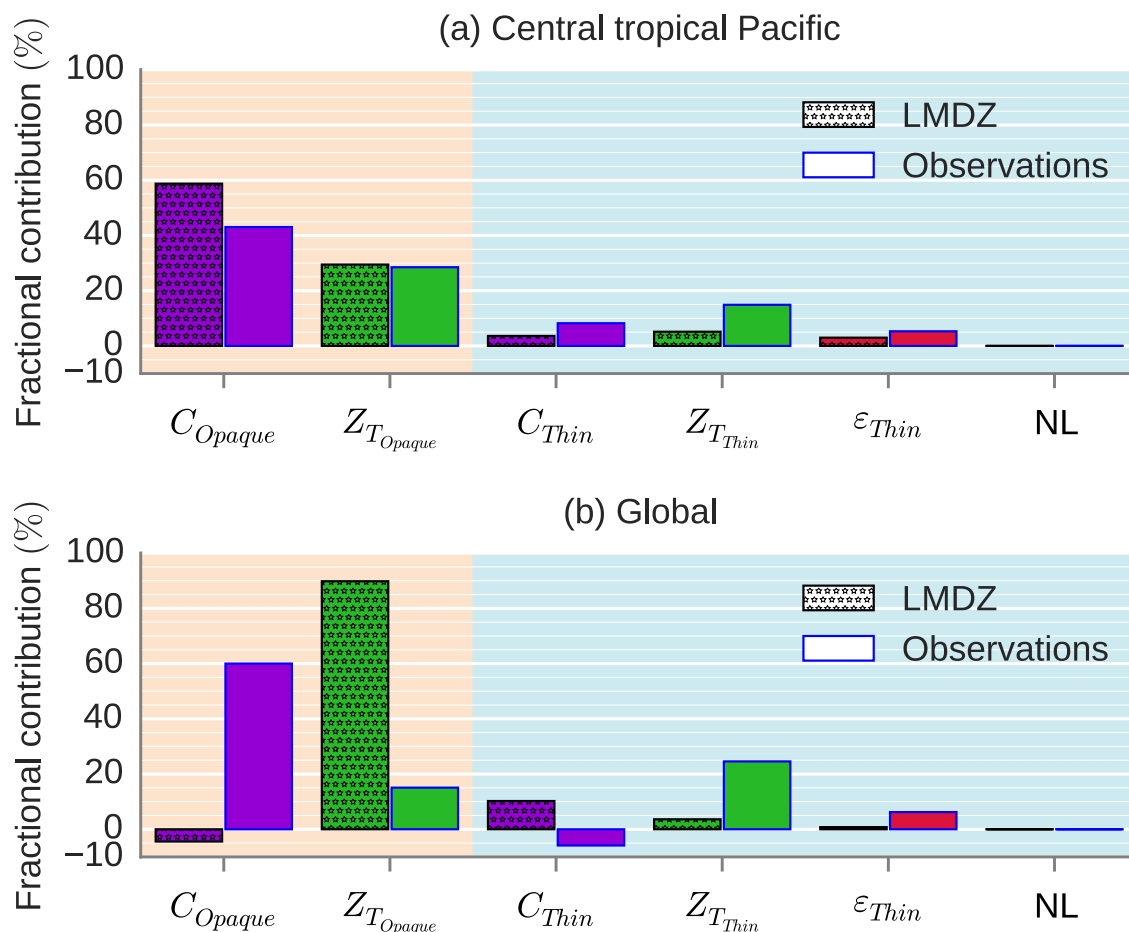


FIGURE 5.7 : Comparaison des contributions relatives des propriétés des nuages opaques et fins aux variations entre 2008 et 2014 du $CRE_{Total}^{(LID)}$ simulées et observées : (a) anomalies en moyennes mensuelles au dessus de la région du centre du Pacifique tropical [160° E – 160° W; 10° S – 10° N] considérées par rapport à la moyenne des mêmes mois sur la période 2008–2014, (b) idem à l'échelle globale. La simulation est de type « AMIP ».

maintenant à reproduire ces évènements assez fidèlement (p. ex. DELECLUSE et al., 1998; ACHUTARAO et SPERBER, 2006; GUILYARDI et al., 2009). À l'échelle globale (fig. 5.7b) en revanche, les variations des propriétés nuageuses sont plus subtiles. **Le modèle surestime largement la part relative aux variations du CRE total due aux variations de $Z_{T_{Opaque}}$ (90 % vs 15 %), à cause du manque de variabilité simulée dans la couverture des nuages opaques (fig. 5.5b). Dans les observations, la contribution la plus importante aux variations du CRE total est due aux variations de C_{Opaque} (60 %).** On peut également noter que la part due aux variations de $Z_{T_{Thin}}$ (25 %) est plus importante que celle de $Z_{T_{Opaque}}$ (15 %) dans les observations. Pourtant, les contributions mois par mois de $Z_{T_{Opaque}}$ (fig. 5.6e, barres vertes) sont plus importantes que celles de $Z_{T_{Thin}}$ (fig. 5.6f, barres vertes), mais elles s'opposent plus souvent au changement de CRE total observé (fig. 5.6d, courbe noire).

Le fait que les variations du CRE total à l'échelle globale dans le modèle soient pratiquement pilotées uniquement par $Z_{T_{Opaque}}$ alors que les observations indiquent qu'elles sont majoritairement pilotées par C_{Opaque} est un résultat particulièrement intéressant². En effet, il convient de rappeler que **la plupart des études indiquant un rôle majeur du changement d'altitude des nuages dans les rétroactions nuageuses se basent sur des simulations de modèles (p. ex. ZELINKA et al., 2012b; CHEFFER et al., 2014; ZELINKA et al., 2016), or notre étude semble indiquer que le rôle joué par les changements d'altitude des nuages dans les variations du CRE total dans le climat actuel est très largement surestimé dans les modèles (du moins dans LMDZ).** Il est donc possible qu'il en soit de même dans les variations à « long terme », c.-à-d. dans les rétroactions nuageuses.

5.3 Décomposition des rétroactions nuageuses simulées

Nous allons maintenant nous intéresser aux variations des propriétés nuageuses sur le *long terme* dans le cadre d'un réchauffement climatique (sect. 5.3.1) pour quantifier les rétroactions nuageuses à *long terme* liées à chacune des propriétés nuageuses. Nous comparerons ces résultats avec les rétroactions liées aux variations interannuelles dans le climat actuel, appelées rétroactions à *court terme*, pour mesurer leur consistance, une condition nécessaire pour contraindre les rétroactions à *long terme* des modèles avec des observations de la *variabilité interannuelle* (sect. 5.3.2).

2. N.B. : Ces résultats préliminaires ne sont issus que d'un seul modèle. Cette étude devra être affinée et étendue à d'autres modèles.

5.3.1 Changement des propriétés nuageuses dans un contexte de réchauffement climatique

À l'aide de la simulation du climat actuel et d'une simulation du climat futur (simulations de type « AMIP » et « AMIP+4K » ; voir sect. 2.4.1), nous pouvons évaluer les changements des propriétés nuageuses dans un contexte de réchauffement climatique. La figure 5.8 montre les changements des propriétés des nuages opaques (C_{Opaque} , T_{Opaque} et $Z_{TOpaque}$) et des nuages fins (C_{Thin} , T_{Thin} , Z_{TThin} et ε_{Thin}) par degré de réchauffement de la SST à l'échelle globale. On retrouve quelques-uns des principaux changements nuageux liés au réchauffement du climat prédits par de nombreux modèles : notamment une réduction de la couverture nuageuse hormis dans le Pacifique tropical (fig. 5.8a,b) (p. ex. ZELINKA et al., 2012b) et une **élévation de l'altitude des nuages dans les tropiques** (fig. 5.8e,f) (p. ex. ZELINKA et HARTMANN, 2010) en accord avec l'hypothèse de « température d'enclume fixe » (*fixed anvil temperature*) de HARTMANN et LARSON (2002). En revanche, on n'observe **pas d'élévation notable des nuages en dehors des tropiques** généralement prédite par les modèles qui serait associée à une élévation de la tropopause (p. ex. LORENZ et DEWEAVER, 2007). Ceci entraîne une augmentation de la température des nuages dans ces régions (fig. 5.8c,d) en raison du décalage du profil de température vers des températures plus chaudes. Grâce à notre étude, nous pouvons maintenant séparer les changements de propriétés nuageuses liés aux nuages opaques (fig. 5.8, gauche) de ceux liés aux nuages fins (fig. 5.8, droite). On remarque alors que, pour le modèle, **les changements de couvertures nuageuses sont pratiquement entièrement dus aux nuages opaques** (fig. 5.8a) et que **l'élévation des nuages est plus importante pour les nuages opaques** (180 m K^{-1} en moyenne globale, fig. 5.8e) **que pour les nuages fins** (120 m K^{-1} en moyenne globale, fig. 5.8f), ce qui semble lié au fait que $Z_{TOpaque}$ pilote très largement les variations interannuelles du CRE simulées alors que Z_{TThin} ne joue presque aucun rôle (fig. 5.7b). On note également que l'émissivité des nuages fins ne change pas du tout ($< 0,02 \text{ K}^{-1}$ dans toutes les régions, fig. 5.8g).

5.3.2 Quelle propriété nuageuse pilote les rétroactions nuageuses ?

À partir des changements des propriétés nuageuses entre le *climat futur* et le *climat actuel* moyennés à l'échelle globale, il est possible de déduire le changement de CRE total et les contributions des différentes propriétés nuageuses à partir des expressions simples. En divisant les valeurs obtenues par l'augmentation moyenne de la SST à l'échelle globale, on obtient une **estimation de la rétroaction nuageuse totale à long terme et des contributions liées à chaque propriété nuageuse** (fig. 5.9, barres hachurées). Suivant DESSLER (2013), nous calculons aussi les **rétroactions**

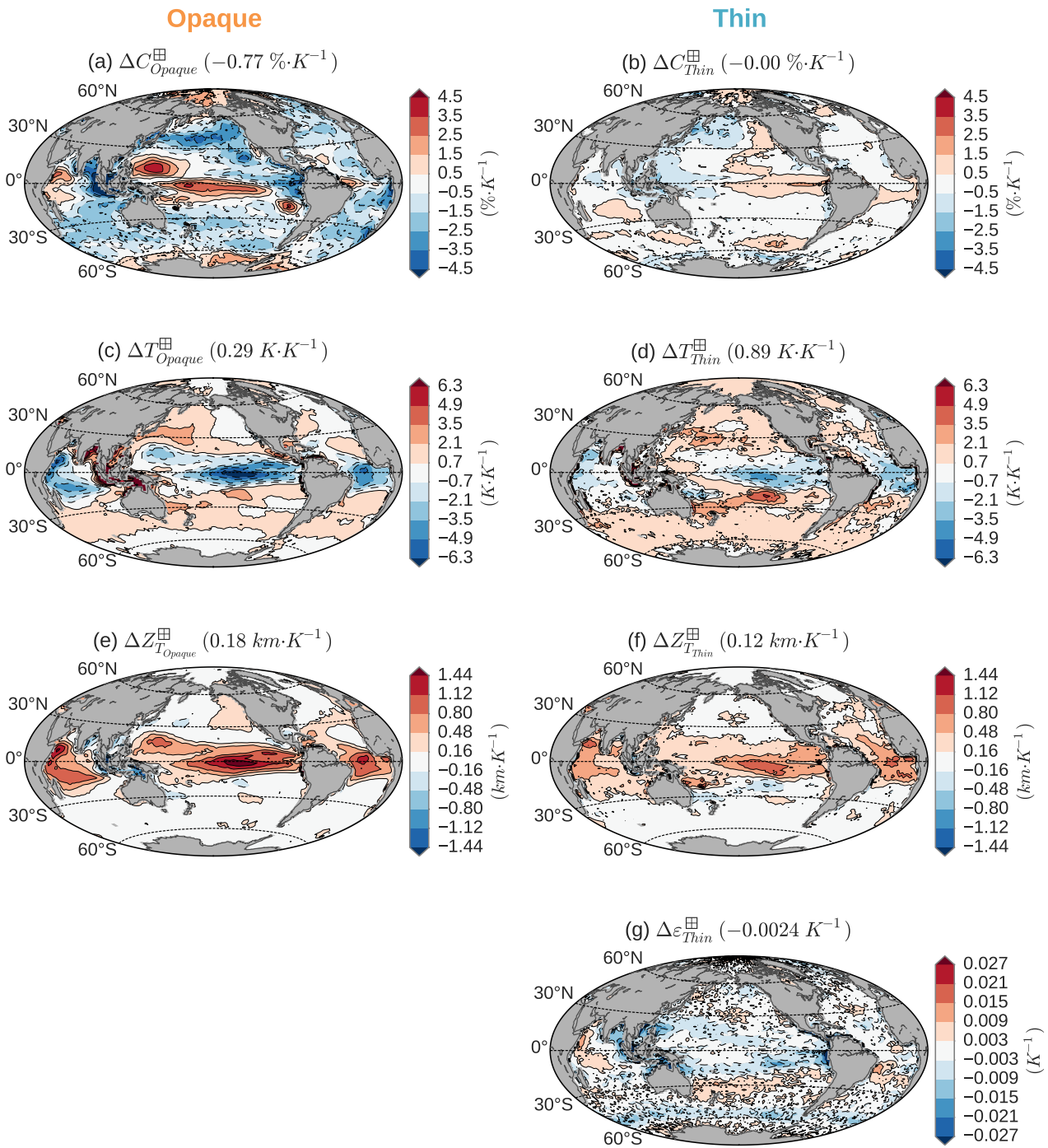


FIGURE 5.8 : Changements en moyennes annuelles de (a) la couverture des nuages opaques, (b) la couverture des nuages fins, (c) la température des nuages opaques, (d) la température des nuages fins, (e) l'altitude des nuages opaques, (f) l'altitude des nuages fins et (g) l'émissivité des nuages fins par degré de réchauffement de la SST à l'échelle globale. Changements entre un climat futur représenté par la moyenne sur la période 2006–2012 d'une simulation de type AMIP+4K et un climat actuel représenté par la moyenne sur la période 2008–2014 d'une simulation de type AMIP.

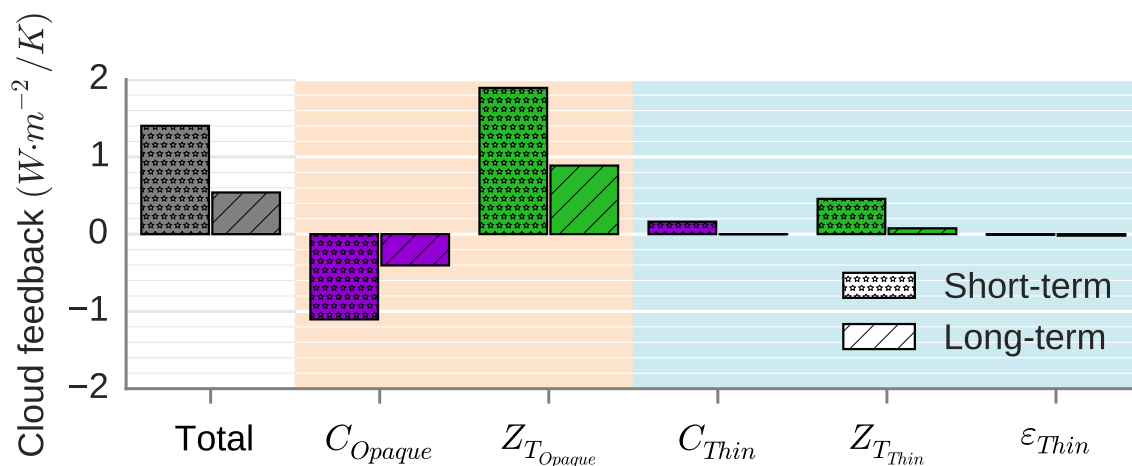


FIGURE 5.9 : Rétroactions nuageuses interannuelles (*short-term*) comparées aux rétroactions nuageuses dues au réchauffement climatique (*long-term*). Le « *short-term* » correspond à une simulation sur la période 2008–2014 d’une simulation de type AMIP. Le « *long-term* » correspond au changement entre un climat futur représenté par la moyenne sur la période 2006–2012 d’une simulation de type AMIP+4K et un climat actuel représenté par la moyenne sur la période 2008–2014 d’une simulation de type AMIP.

nuageuses en réponse à la *variabilité interannuelle*, appelées *rétroactions nuageuses à court terme*, en effectuant la régression linéaire entre les contributions mensuelles des propriétés nuageuses au CRE total à l’échelle globale (fig. 5.6b,c) et la moyenne mensuelle de l’anomalie de SST à l’échelle globale (fig. 5.9, barres remplies d’étoiles).

Sur le *long terme*, les rétroactions nuageuses sont positives, en raison de l’élévation de l’altitude des nuages opaques contrebalancée en partie par la diminution de la couverture nuageuse des nuages opaques. Les nuages fins ne jouent aucun rôle. Ces résultats sont en accord avec les résultats multi-modèles de la figure 1a de ZELINKA et al. (2016) (fig. 1) en ce qui concerne les signes et les rôles joués par la couverture et l’altitude des nuages dans les rétroactions nuageuses infrarouges. **Sur le court terme, les rétroactions nuageuses sont de mêmes signes et ordonnées de la même façon que les rétroactions nuageuses à long terme. L’amplitude des rétroactions nuageuses à court terme est en revanche systématiquement plus grande, d’un facteur 2 à 3.** ZHOU et al. (2015) ont trouvé un facteur 2 entre les rétroactions nuageuses (infrarouge + visible) totales à *court terme* et celles à *long terme*, ce qui conforte nos résultats. Il y a donc une cohérence, pour ce modèle, entre la décomposition des rétroactions nuageuses à *long terme* et *court terme*.

Ce résultat est très encourageant, car **s’il se vérifie avec une analyse multi-modèles**, c.-à-d. si on trouve, pour chaque propriété nuageuse, de bonnes corrélations entre les rétroactions à *long terme* et *court terme* simulées par différents modèles, alors les observations par lidar utilisées selon la méthode présentée dans cette thèse pourraient contraindre (KLEIN et HALL, 2015) les rétroactions nuageuses simulées

par les modèles.

5.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons appliqué à un modèle de climat (LMDZ) la même méthode que celle fondée sur les observations par lidar, présentée dans les précédents chapitres. Pour cela, nous avons dérivé les propriétés nuageuses d'intérêts d'un simulateur lidar. La comparaison directe des résultats issus des simulations à ceux des observations a permis de tester le réalisme des nuages simulés dans le *climat actuel*. Cette méthode a également permis de décomposer les rétroactions nuageuses infrarouges simulées à *long terme* et à *court terme*. Les principales conclusions de ce chapitre sont :

1. La contribution des nuages opaques au CRE simulée dans LMDZ surestime celle observée (87 % contre 73 %), principalement en raison d'une surestimation de la couverture des nuages opaques.
2. Les « transferts » de couvertures entre nuages opaques et nuages fins à l'échelle interannuelle ne sont pas représentés avec assez d'amplitude dans LMDZ. Ceci induit que LMDZ attribue, à tort, la principale cause des variations du CRE simulées aux variations d'altitude des nuages opaques. En effet, les observations montrent qu'il s'agit en réalité des variations de la couverture des nuages opaques.
3. La décomposition des rétroactions à *long terme* est corrélée avec celle à *court terme* dans LMDZ, ce qui suggère que les observations interannuelles dans le climat actuel puissent contraindre les rétroactions simulées à *long terme* par les modèles.
4. Étant donné 3. et le désaccord de 2. il est possible que la forte contribution de l'élévation des nuages aux rétroactions nuageuses dans un contexte de réchauffement climatique, généralement admise, ne soit pas aussi grande qu'escomptée.

Conclusions et perspectives

Nous avons pour objectif, dans cette thèse, de répondre à trois questions principales dans le but de déterminer si les observations acquises depuis un lidar spatial pourraient nous permettre de mieux comprendre les mécanismes de rétroactions nuageuses infrarouges et contraindre leur représentation dans les modèles numériques de climat. Nous faisons ici la synthèse des réponses à ces trois questions et présentons les perspectives envisagées dans la continuité des ces travaux.

Est-il possible d'estimer l'effet radiatif infrarouge des nuages à partir d'observations par lidar embarqué sur satellite ?

Bien qu'il puisse paraître surprenant de chercher à estimer l'effet radiatif des nuages dans le domaine infrarouge à partir d'observations par lidar opérant à une longueur d'onde du domaine visible, nous avons démontré que les observations par lidar spatial permettait de le faire remarquablement.

En effet, nous avons vu que les informations détaillées de la distribution verticale des nuages, fournies par les observations par lidar spatial, pouvaient se résumer en une unique propriété nuageuse proportionnelle à l'OLR : la température radiative du nuage $T_{Opaque} = \frac{T_{Top} + T_{Z_{Opaque}}}{2}$ pour les nuages opaques, où Z_{Opaque} est l'altitude d'opacité dans le nuage opaque, et la température radiative du nuage $T_{Thin} = \frac{T_{Top} + T_{Base}}{2}$ pour les nuages fins. L'expression trouvée reliant l'OLR au-dessus d'un nuage opaque OLR_{Opaque} et T_{Opaque} est : $OLR_{Opaque} = 2,0T_{Opaque} - 310$. Elle s'applique à toutes les régions et est validée par les observations colocalisées du radiomètre CERES avec la lidar CALIOP ($R = 0,95$). Cette relation indique que si un nuage opaque s'élève de sorte que T_{Opaque}^l diminue de 1 K, alors l'OLR décroît de 2 W m^{-2} . Cette expression est également appliquée à l'OLR au-dessus d'un nuage fin OLR_{Thin} en utilisant T_{Thin} et en faisant également intervenir l'émissivité du nuage fin ε_{Thin} . L'expression pour OLR_{Thin} donne également de très bons résultats comparés aux observations colocalisées de CERES avec CALIOP ($R = 0,89$).

Grâce à ces expressions simples de OLR_{Opaque} et OLR_{Thin} , il est possible de déterminer le CRE LW à partir de cinq propriétés nuageuses dérivées des observations par lidar spatial : T_{Opaque} , T_{Thin} , ε_{Thin} , la couverture des nuages opaques C_{Opaque} et la

couverture des nuages fins C_{Thin} . Le CRE LW calculé en moyenne globale sur la période 2008–2010 à partir de ces cinq propriétés nuageuses dérivées des observations de CALIOP diffère de $0,1 \text{ W m}^{-2}$ de celui mesuré par CERES.

De plus, grâce à cette distinction entre nuages opaques et nuages fins faite par le lidar, il est possible de décomposer le CRE LW en contributions dues aux nuages opaques et aux nuages fins. On obtient ainsi que les nuages opaques contribuent bien plus au CRE LW que les nuages fins (73 % contre 27 %) bien que les couvertures de ces deux types de nuages à l'échelle globale soient semblables.

Quelle propriété nuageuse, observée par lidar, pilote l'évolution temporelle observée de l'effet radiatif infrarouge des nuages ?

Le CRE LW pouvant être estimé à partir de cinq propriétés nuageuses dérivées des observations par lidar spatial, nous avons pu nous intéresser aux variations temporelles du CRE LW et à l'attribution de ces variations aux variations des cinq propriétés nuageuses. Nous avons ainsi pu déterminer la part relative de chacune de ces variables dans les variations du CRE LW sur la période 2008–2015. À l'échelle globale, il en ressort que les nuages opaques pilotent très largement ces variations (82 %), les variations de leur couverture jouant le rôle prépondérant (58 %) et les variations de leur température un rôle secondaire (28 %) (–4 % dû aux variations de l'OLR en « ciel-clair »).

Quelle propriété nuageuse, observable par lidar, pilote l'évolution temporelle de l'effet radiatif infrarouge des nuages à court terme (sur 10 ans) et les rétroactions nuageuses infrarouges à long terme (dans 100 ans) dans les simulations des modèles de climat ?

À l'aide d'un simulateur lidar, nous avons appliqué cette méthode aux sorties du modèle LMDZ. Sur une simulation « AMIP » représentant le climat actuel pour la période d'observation de CALIOP, nous obtenons que c'est le changement d'altitude de la température radiative des nuages opaques qui pilote, très largement (90 %), l'évolution temporelle simulée de l'effet radiatif infrarouge des nuages.

Cette importance considérable du changement d'altitude de la température radiative des nuages opaques dans LMDZ que l'on ne retrouve pas dans les observations est intéressante. En effet, cela suggère qu'il est possible que les conclusions généralement faites sur l'importance du changement d'altitude des nuages dans les rétroactions nuageuses infrarouges, qui sont basées sur des simulations de modèles, soient largement surestimées. Ces observations pourraient donc être extrêmement

contraignantes pour la simulation des rétroactions nuageuses dans les modèles. Cependant, il convient de s'assurer qu'il existe un lien entre ces variations interannuelles simulées et les rétroactions à long terme.

Nous avons alors utilisé, en plus de la simulation « AMIP » représentant le climat actuel, une simulation « AMIP+4K » représentant le climat futur. Nous avons ainsi pu calculer, et comparer, la décomposition des rétroactions nuageuses à *court terme* et à *long terme* selon les cinq propriétés nuageuses. Bien que l'amplitude des rétroactions nuageuses à court terme semble être le double des rétroactions nuageuses à long terme, les décompositions sont très similaires. Ceci renforce l'idée que les observations par lidar spatial — précises et potentiellement stables sur plusieurs décennies — acquises dans le climat actuel (*court terme*) sont particulièrement pertinentes pour mieux comprendre les mécanismes de rétroactions nuageuses infrarouges et contraindre leur représentation dans les modèles numériques de climat à *long terme*.

Perspectives

Il n'est pour l'instant pas possible d'affirmer que le rôle de l'altitude des nuages dans les rétroactions nuageuses simulées à long terme soit largement surestimé car cette étude est relativement préliminaire. De manière à conforter ces résultats, cette étude devra être approfondie. En effet, plusieurs explications peuvent rendre compte du désaccord apparent entre les observations et les simulations :

- Un seul modèle (LMDZ) est pour l'instant utilisé dans cette étude. Il est possible que ce modèle ne soit pas représentatif de l'ensemble des modèles de climat. La figure 1a de ZELINKA et al. (2016) suggère que le modèle LMDZ fait partie des modèles qui simulent une forte rétroaction des nuages dans l'infrarouge liée au changement d'altitude des nuages. Il sera donc nécessaire d'effectuer cette analyse sur un ensemble de modèles numériques. Elle pourra être appliquée aux modèles qui disposent du simulateur lidar de COSP v2.0. Ceci sera fait très prochainement dans CESM (*Community Earth System Model*) et le modèle du GISS (*Goddard Institute for Space Studies*). Puis, pour que chaque groupe de modélisateurs puisse effectuer simplement ce diagnostic sur leur modèle, les cinq propriétés des nuages pertinentes seront ajoutées aux sorties standards du simulateur lidar COSP.
- La simulation du climat futur (plus chaud) utilisée ici est une simulation pour laquelle la température de surface est forcée à 4 degrés de plus que les valeurs observées actuellement. Ce type de simulation simple n'est pas nécessairement très représentatif d'un réchauffement climatique. Nous devons donc appliquer cette analyse à des simulations plus avancées, notamment des simulations dites « couplées », c.-à-d. où l'atmosphère est couplée avec l'océan.

- Enfin, les variations du CRE dans le climat actuel ne sont pas nécessairement un bon « *analogue* » du changement de CRE lié au réchauffement climatique. Autrement dit, les processus qui pilotent les variations naturelles du CRE dans le climat actuel ne sont pas nécessairement les mêmes que ceux qui pilotent le changement de CRE dans un contexte de réchauffement climatique. Récemment, quelques études ont suggéré que l'observation des variations de certaines variables climatiques dans le climat actuel pourrait contraindre les simulations des changements de ces variables dans un climat qui se réchauffe (DESSLER, 2013; ZHOU et al., 2013; COLMAN et HANSON, 2013; KLEIN et HALL, 2015). Bien que ces suggestions soient intéressantes, il convient de garder à l'esprit qu'elles sont notamment faites parce que nous ne disposons pas d'autres solutions actuellement. En effet, nous ne disposons pas d'observations du climat futur, bien entendu.

Pour améliorer, de façon plus générale, notre compréhension des mécanismes de rétroactions nuageuses, il serait intéressant d'appliquer le cadre de travail développé dans cette thèse à une décomposition en régions afin de déterminer quelle région pilote les variations du CRE à l'échelle globale. En effet, les modèles de climat imputent souvent une large part des rétroactions nuageuses simulées aux changements des propriétés des nuages dans les tropiques. Il serait intéressant de voir si, dans le climat actuel observé, les régions tropicales pilotent également les variations du CRE à l'échelle globale.

Enfin, si l'analogie entre les variations du CRE dans le climat actuel et le changement de CRE lié au réchauffement climatique ne parvient pas à être justifiée par une explication physique, alors les observations à court terme ne pourront pas apporter de contraintes claires aux rétroactions nuageuses simulées à long terme. Il sera dans ce cas nécessaire d'obtenir une série temporelle d'observations par lidar spatial suffisamment longue pour parvenir à observer des changements nuageux qui sortiraient de la variabilité naturelle du climat et qui seraient attribués au réchauffement de la planète.

ANNEXES

Annexe **A**

Physique du rayonnement et des nuages

Sommaire

A.1	Physique du rayonnement	107
A.1.1	Spectre et grandeurs	107
A.1.2	Corps noir	110
A.1.3	Corps réel	113
A.1.4	Absorption et diffusion par les nuages	114
A.2	Physique des nuages	117
A.2.1	Formation	117
A.2.2	Classification	120

A.1 Physique du rayonnement

A.1.1 Spectre et grandeurs

Le rayonnement électromagnétique peut être vu comme un ensemble d'ondes se propageant à la vitesse de la lumière dans le vide c_0 [m s^{-1}]. La source de ce rayonnement peut être le Soleil, la surface terrestre, l'atmosphère, ou bien encore un instrument de mesure.

La longueur d'onde λ [m], le nombre d'onde ν [m^{-1}] et la fréquence $\tilde{\nu}$ [Hz] d'une onde électromagnétique sont reliés par :

$$\nu = \frac{1}{\lambda} \quad (\text{A.1})$$

et

$$\tilde{\nu} = c_0 \nu = \frac{c_0}{\lambda} \quad (\text{A.2})$$

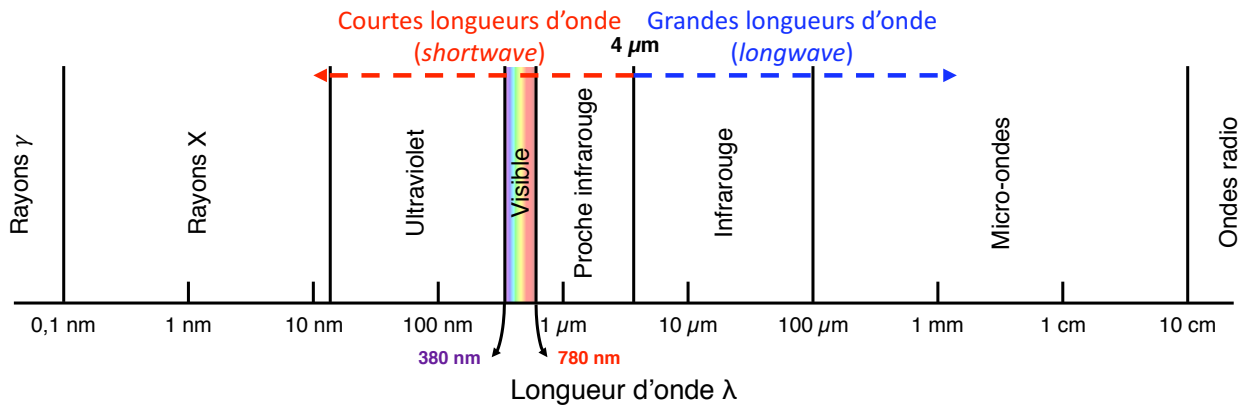


FIGURE A.1 : Spectre électromagnétique.

La fréquence $\tilde{\nu}$ et le nombre d'onde ν sont souvent préférés à la longueur d'onde λ par la communauté travaillant sur le transfert radiatif car ils sont proportionnels à l'énergie E [J] transportée par les photons d'après la loi de Planck–Einstein $E = h\tilde{\nu}$ (EINSTEIN, 1905) où $h \approx 6,63 \times 10^{-34}$ J s est la constante de Planck.

En physique de l'atmosphère, le rayonnement dit de *courtes longueurs d'onde* (SW en anglais pour *shortwave*; $\lambda < 4 \mu\text{m}$) est le terme utilisé pour désigner la partie du spectre électromagnétique associée au rayonnement solaire et le rayonnement dit de *grandes longueurs d'onde* (LW en anglais pour *longwave*; $\lambda > 4 \mu\text{m}$) est celui utilisé pour faire référence au rayonnement émis par la Terre, parfois dit « tellurique ».

La figure A.1 donne les principaux termes employés pour décomposer le spectre électromagnétique. Le tableau A.1 résume l'ensemble des termes utilisés pour quantifier le rayonnement électromagnétique.

Loi de Lambert

En transfert radiatif, on fait parfois l'hypothèse que la source lumineuse est *lambertienne* (ou orthotrope). Il s'agit d'une source de lumière dont la luminance est isotrope, c.-à-d. identique dans toutes les directions du demi-espace. Elle ne doit pas être confondue avec une source lumineuse isotrope pour laquelle l'intensité lumineuse est la même dans toutes les directions.

Pour une surface lambertienne plane, petite devant la distance d'observation, l'intensité I [W sr^{-1}] varie selon : $I(\theta) = I(0)\cos(\theta)$ (fig. A.2).

L'exitance (parfois encore appelée « émittance »¹) M [W m^{-2}] se calcule par intégration de la luminance L [$\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$] sur le demi-espace selon : $M = \iint_{2\pi} L \cos\theta d^2\omega$.

1. « Cette dénomination, "exitance" remplace celles, plus anciennes, d'émittance et de radiance. » – Bases de Radiométrie Optique, 2e Edition, J.-L. Meyzonnette et T. Lépine, Cépaduès-Éditions (2001)

Quantité	Symbole	Unité	Définition	Expressions
Énergie rayonnante (<i>radiant energy</i>)	Q	J	Énergie transportée par le rayonnement électromagnétique	$Q = \iiint_{\delta V} \frac{1}{2}(\epsilon_0 \vec{E}^2 + \frac{1}{\mu_0} \vec{B}^2) d^3V$ $Q = \Phi \Delta T$
Flux radiatif (<i>radiant flux</i>)	Φ	W	Énergie rayonnante par unité de temps	$\Phi = \frac{d}{dt} Q$ $\Phi = \iint_{\delta S} E d^2S$
Densité de flux radiatif ^a (<i>Radiant flux density</i>)	F	W m ⁻²	Flux radiatif traversant une unité de surface	$F = \frac{d^2}{d^2S} \Phi$ $F = \iint_{2\pi} L \cos\theta d^2\omega$
Intensité radiative (<i>radiant intensity</i>)	I	W sr ⁻¹	Flux radiatif par unité d'angle solide dans une certaine direction	$I = \frac{d^2}{d^2\Omega} \Phi$ $I = \iint_{\delta S} L \cos\theta d^2S$
Éclairement spectral (<i>spectral irradiance</i>)	E_λ	W m ⁻² nm ⁻¹	Éclairement à une longueur d'onde donnée	$E_\lambda = \iint_{2\pi} L_\lambda \cos\theta d^2\omega$
Luminance (<i>radiance</i>)	L	W m ⁻² sr ⁻¹	Intensité radiative émise par unité de surface perpendiculaire à la direction	$L = \frac{1}{\cos\theta} \frac{d^2}{d^2\Omega} M$ $L = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\lambda d\lambda$
Luminance spectrale (<i>spectral radiance</i>)	L_λ	W m ⁻² sr ⁻¹ nm ⁻¹	Luminance à une longueur d'onde donnée	$L_\lambda = \frac{1}{\cos\theta} \frac{d^2}{d^2\Omega} E_\lambda$

a. On utilise généralement les termes « éclairement » (*irradiance*), lorsque le rayonnement est incident, et « exitance » (*radiant exitance*), si le rayonnement émerge d'une surface, au lieu de « densité de flux radiatif ».

TABLE A.1: Principaux termes utilisés pour décrire le rayonnement électromagnétique.

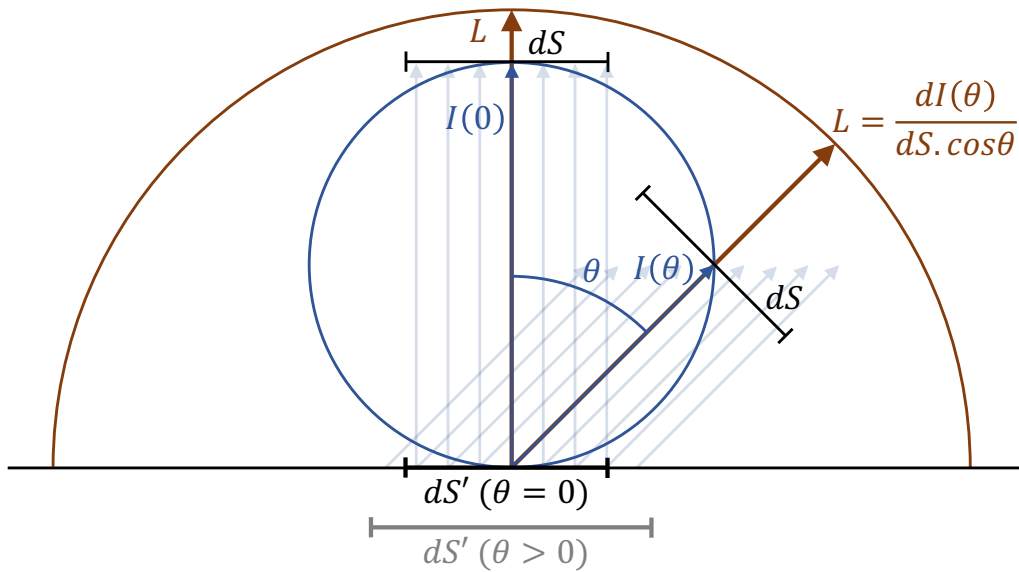


FIGURE A.2 : Intensité I et luminance L d'une source lambertienne (orthotrope). Pour qu'il y ait la même luminance dans toutes les directions, le flux traversant une surface dS doit être le même quelle que soit la direction. Intuitivement, on peut comprendre que l'intensité doit diminuer avec θ , de sorte que cela compense le fait que plus θ est grand, plus la surface dS projetée sur la surface émettrice réelle dS' est grande. L'intensité varie selon $I(\theta) = I(0)\cos(\theta)$.

Dans le cas d'une source lumineuse lambertienne, on obtient la loi de Lambert :

$$M = \pi L \quad (\text{A.3})$$

De même, si la luminance incidente à une surface est isotrope, on obtient pour l'éclairement E [W m^{-2}] : $E = \pi L$.

À titre d'exemple, le rayonnement du corps noir (section A.1.2) suit la loi de Lambert.

A.1.2 Corps noir

Un corps noir est une surface idéale qui, quelque soit la longueur d'onde ou l'angle d'incidence, absorbe intégralement tous les rayons incidents, sans transmettre, sans réfléchir ni diffuser.

Loi de Planck

La luminance spectrale B_λ [$\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{nm}^{-1}$] émise par un corps noir à la température T [K] est donnée par la loi de Planck² (fig. A.3) :

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc_0^2}{\lambda^5 \left[e^{\frac{hc_0}{k_B \lambda T}} - 1 \right]} \quad (\text{A.4})$$

avec $c_0 \approx 3,00 \times 10^8$ [m s^{-1}] la vitesse de la lumière dans le vide, λ [nm] la longueur d'onde, $h \approx 6,63 \times 10^{-34}$ J s la constante de Planck et $k_B \approx 1,38 \times 10^{-23}$ J K⁻¹ la constante de Boltzmann.

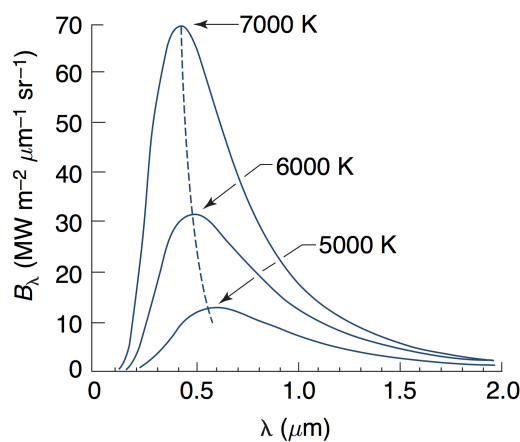


FIGURE A.3 : Spectres d'émission du corps noir selon sa température, tracés en fonction de la longueur d'onde. © Atmospheric Science – J. M. Wallace and P. V. Hobbs.

Loi de déplacement de Wien

La dérivée de l'équation (A.4) évaluée en 0 permet de déterminer la longueur d'onde du maximum d'émission du corps noir λ_m [μm] en fonction de sa température T [K]. Cette loi est connue sous le nom de loi de déplacement de Wien (fig. A.3) et s'écrit :

$$\lambda_m(T) = \frac{2897}{T} \quad (\text{A.5})$$

Cette loi permet d'expliquer pourquoi le maximum d'émission du rayonnement solaire est centré sur le domaine visible et le maximum d'émission du rayonnement tellurique se situe autour de $10 \mu\text{m}$, dans le domaine infrarouge (fig. A.4).

2. Découverte de façon empirique en 1900 par Max Planck, la loi de rayonnement du corps noir a donné naissance à la mécanique quantique.

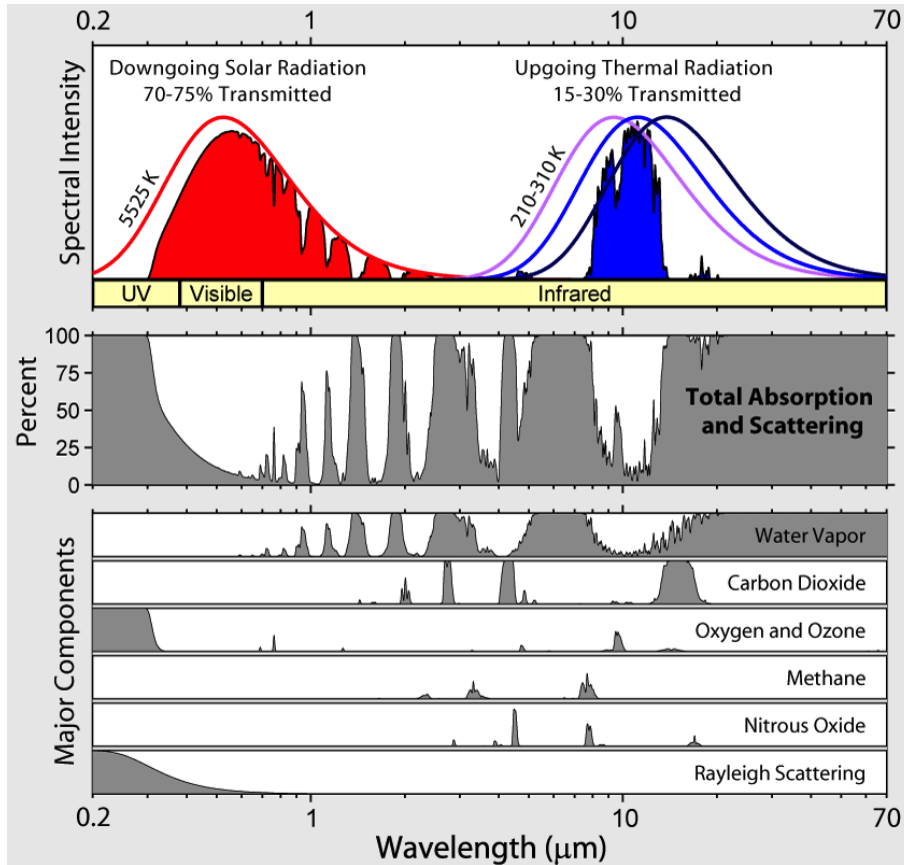


FIGURE A.4 : Rayonnement transmis par l'atmosphère et spectre du corps noir (normalisé) aux températures représentatives du Soleil et de la Terre. © Robert A. Rohde.

Loi de Stefan–Boltzmann

L'exittance du corps noir M_B [W m^{-2}] à la température T [K], obtenue par intégration de la loi de Planck sur toutes les longueurs d'onde, est donnée par la loi de Stefan–Boltzmann :

$$M_B = \sigma T^4 \quad (\text{A.6})$$

avec $\sigma \approx 5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ la constante de Stefan–Boltzmann.

À partir d'une mesure de l'exittance d'un corps quelconque (noir ou non-noir), on peut déterminer la *température équivalente du corps noir* T_E [K] (aussi appelée *température efficace d'émission*). Elle correspond à la température que devrait prendre le corps noir pour avoir la même exittance.

À partir d'une mesure de luminance spectrale d'un corps quelconque, on peut déterminer la *température de brillance* T_B [K]. Elle correspond à la température que devrait prendre le corps noir pour avoir la même luminance spectrale dans la direction de la mesure.

A.1.3 Corps réel

Contrairement au corps noir qui absorbe tout le rayonnement incident, un corps réel absorbe une partie du rayonnement incident, en transmet une partie et en réfléchit une autre (fig. A.5). Les fractions de rayonnement absorbé, transmis et réfléchi sont définies spectralement par le *facteur d'absorption* (ou *absorptance*³) A_λ , le *facteur de transmission* (ou *transmittance*) τ_λ et le *facteur de réflexion* (ou *réflectance*) R_λ :

$$A_\lambda = \frac{\Phi_\lambda(\text{absorbé})}{\Phi_\lambda(\text{incident})} \quad (\text{A.7})$$

$$\tau_\lambda = \frac{\Phi_\lambda(\text{transmis})}{\Phi_\lambda(\text{incident})} \quad (\text{A.8})$$

$$R_\lambda = \frac{\Phi_\lambda(\text{réfléchi})}{\Phi_\lambda(\text{incident})} \quad (\text{A.9})$$

où Φ_λ [W nm^{-1}] représente le flux radiatif spectral. Ces trois facteurs vérifient pour chaque longueur d'onde :

$$A_\lambda + \tau_\lambda + R_\lambda = 1 \quad (\text{A.10})$$

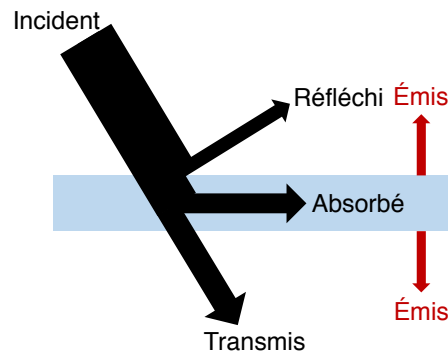


FIGURE A.5 : Interactions rayonnement-matière.

La diffusion et l'absorption du rayonnement par les molécules de gaz, les aérosols et les particules nuageuses contribuent à l'extinction des rayonnements solaire et terrestre lorsqu'ils traversent l'atmosphère (fig. A.4).

Un corps réel émet également moins que le corps noir idéal. Le rapport entre la luminance spectrale du corps réel et celle du corps noir à la même température définit l'*émissivité spectrale* ε_λ du corps réel :

$$\varepsilon_\lambda = \frac{L_\lambda}{B_\lambda(T)} \quad (\text{A.11})$$

3. À ne pas confondre avec l'*absorbance* égale au logarithme du rapport entre le rayonnement incident et transmis – IUPAC, Compendium of Chemical Terminology, Gold Book (2012).

Loi de Kirchhoff

La loi de Kirchhoff indique que l'émissivité d'un corps est égale à son absorptance :

$$\varepsilon_\lambda = A_\lambda \quad (\text{A.12})$$

Cette loi est applicable aux gaz à condition que la fréquence des collisions moléculaires soit plus grande que la fréquence avec laquelle les molécules absorbent et émettent au voisinage de la longueur d'onde d'intérêt. Lorsque cette condition est vérifiée, on dit que le gaz est à l'équilibre thermodynamique local (LTE en anglais pour *Local Thermodynamic Equilibrium*), ce qui reste vrai dans l'atmosphère jusqu'à des altitudes proches de 60 km.

Un corps pour lequel l'émissivité et l'absorptance sont indépendantes de la longueur d'onde est appelé un *corps gris*.

A.1.4 Absorption et diffusion par les nuages

Dans le cas d'une particule homogène sphérique, les propriétés d'absorption et de diffusion dépendent uniquement de la partie imaginaire de son indice de réfraction m_i et du *paramètre de taille* $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$.

Absorption

L'efficacité d'absorption $K_{\lambda,abs}$ d'une gouttelette est proportionnelle à m_i , dont la valeur dépend de la longueur d'onde considérée (fig. A.6). Dans le domaine visible, la valeur de m_i est très faible. On peut alors faire l'hypothèse qu'il n'y a pas d'absorption par les particules nuageuses dans le visible ($K_{\lambda,abs} \approx 0$). En revanche, on remarque que pour des longueurs d'onde situées dans le domaine infrarouge, la valeur de m_i est élevée, ce qui indique que l'absorption par les nuages dans ce domaine est importante.

Diffusion

L'efficacité de diffusion $K_{\lambda,diff}$ peut être tracée en fonction de x connaissant m_i . On reconnaît sur la figure A.7, dans le cas d'une particule sphérique non absorbante, trois régimes différents :

- le **régime de Rayleigh** avec la loi $K_{\lambda,diff} \propto x^4$, lorsque la taille des particules est très petite devant la longueur d'onde ($x \ll 1$);

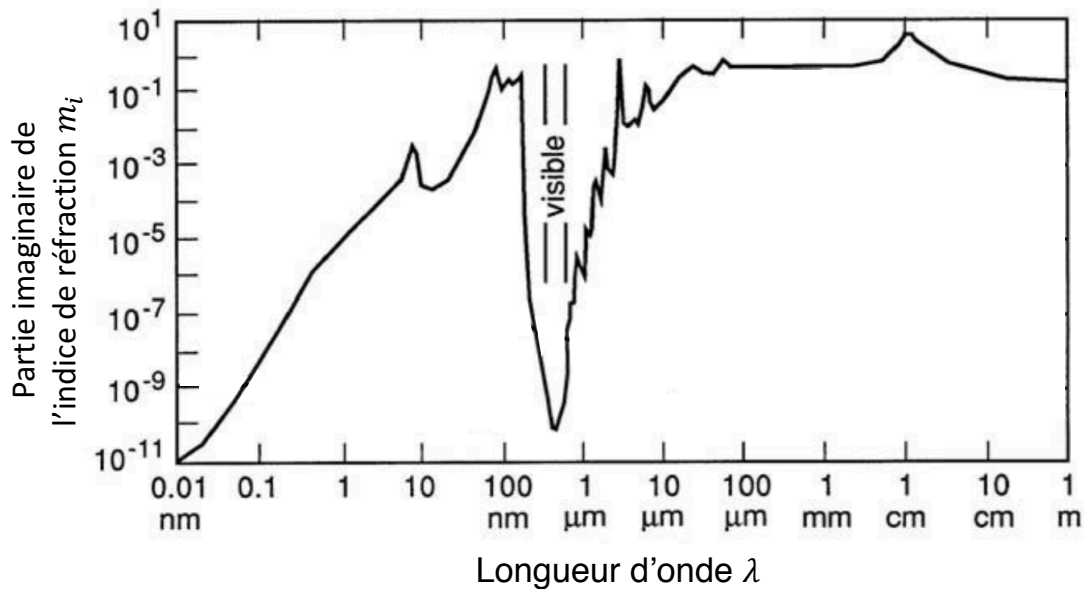


FIGURE A.6 : Partie imaginaire de l'indice de réfraction de l'eau en fonction de la longueur d'onde. Source : ZOLORATEV et DEMIN (1977)

- le **régime de Mie** avec un comportement oscillatoire amorti, lorsque la taille des particules et la longueur d'onde sont du même ordre de grandeur ($x = O(1)$);
- l'**optique géométrique** avec des oscillations moins importantes et $K_{\lambda,diff} \approx 2$, lorsque la taille des particules est très grande devant la longueur d'onde ($x \gg 1$).

Le type de régime dépend donc de la longueur d'onde et de la taille de la particule diffusante (fig. A.8). Dans le domaine visible, pour des gouttelettes de nuages, on se trouve à la limite de l'optique géométrique et on peut considérer $K_{\lambda,diff} \approx 2$.

Albédo de diffusion simple

L'albédo de diffusion simple ω_0 (éq. (1.3)), pour une sphère d'eau liquide ou de glace, tracé en fonction de la longueur d'onde (fig. A.9) permet de faire l'approximation que, dans le domaine visible, il n'y a pas d'absorption par les nuages, mais uniquement de la diffusion ($\omega_0 = 1$).

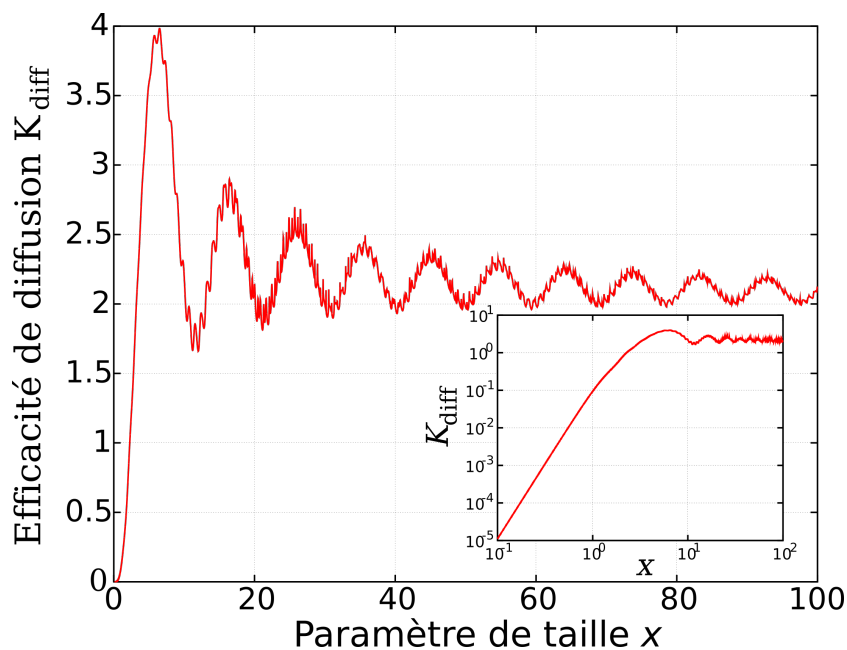


FIGURE A.7 : Efficacité de diffusion K_{diff} en fonction du paramètre de taille x pour une sphère d'eau liquide avec $m_i = 0$. L'insert montre les mêmes résultats en échelle logarithmique. © Mathieu Perrin.

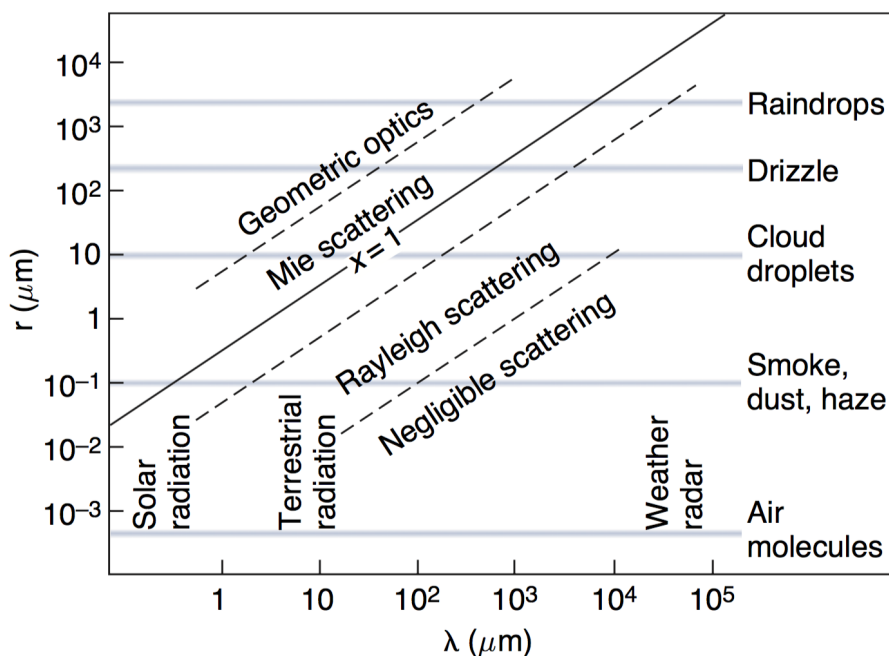


FIGURE A.8 : Paramètre de taille x en fonction de la longueur d'onde λ du rayonnement incident et du rayon de la particule r . © Atmospheric Science – J. M. Wallace and P. V. Hobbs.

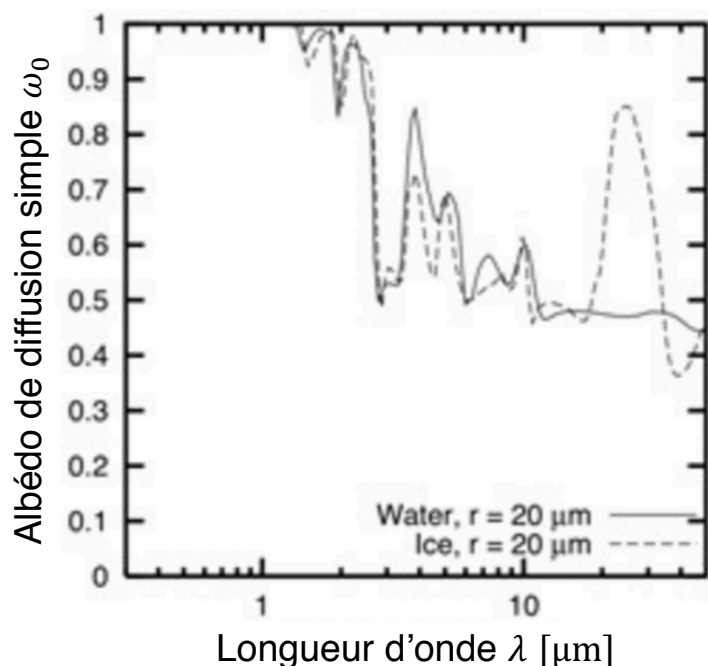


FIGURE A.9 : Albédo de diffusion simple pour une sphère d'eau liquide ou de glace de $20 \mu\text{m}$ de rayon en fonction de la longueur d'onde dérivé de la théorie de Mie. Source : Cours Patrick Arnott Chap. 12 – University of Nevada Reno.

A.2 Physique des nuages

Dans la très grande majorité des cas, les nuages se forment dans la plus basse couche de l'atmosphère : la *troposphère*. Un nuage est composé de gouttelettes liquides et/ou de cristaux de glace. Pour se former, ces gouttelettes et cristaux ont besoin d'un environnement où la vapeur d'eau est en *sursaturation* et de la présence de fines particules en suspension dans l'air, appelées *aérosols*, sur lesquelles les molécules d'eau vont pouvoir commencer à condenser. Différents mécanismes permettent d'atteindre ces conditions. La microphysique décrit, lorsque ces conditions sont réunies, la formation des gouttelettes et des cristaux. Les nuages ainsi formés peuvent alors présenter des caractéristiques très diverses.

A.2.1 Formation

Microphysique

Pour former les gouttelettes ou les cristaux de glace qui composent un nuage, la vapeur d'eau présente dans l'atmosphère doit condenser (condensation liquide ou solide). Pour cela la vapeur d'eau doit être sursaturée, c.-à-d. que l'humidité relative (RH en anglais pour *Relative Humidity*) — rapport entre la pression partielle de la vapeur d'eau contenue dans l'air et la pression de vapeur saturante à la même

température — doit être supérieure à 100 %. La condensation des molécules d'eau seules, appelée *nucléation homogène*, n'est possible qu'à des sursaturations très élevées que l'on ne rencontre pas dans la nature. En-dessous de ces niveaux de sursaturation, les gouttelettes embryonniques formées par nucléation homogène s'évaporent immédiatement. La vapeur d'eau parvient tout de même à condenser à de faibles sursaturations à l'aide des particules en suspension, appelées *aérosols*, qui leur servent de support. Ce type de condensation, appelée *condensation hétérogène*, est plus ou moins efficace selon la taille, la forme et la composition des aérosols utilisés comme *noyaux de condensation*. Pour les noyaux permettant la formation de cristaux de glace, on parle de *noyaux glaciogènes*.

Une fois les gouttelettes liquides et les cristaux de glace formés, on peut déterminer le contenu en eau liquide (LWC en anglais pour *Liquid Water Content*) ou en glace (IWC en anglais pour *Ice Water Content*) qui compose le nuage. Il s'exprime généralement en $[g\ m^{-3}]$ et va, typiquement, de $0,03\ g\ m^{-3}$ pour les cirrus à $3\ g\ m^{-3}$ pour les gros cumulonimbus (LINACRE et GEERTS, 1999). Pour un nuage, on peut également déterminer le rayon efficace des particules nuageuses r_e [m], le nombre de particules nuageuses par unité de volume N [m^{-3}], la masse d'eau liquide ou de glace contenue dans une colonne verticale de $1\ m^2$ de section [$kg\ m^{-2}$] (LWP et IWP en anglais pour *Liquid Water Path* et *Ice Water Path*) ainsi que son épaisseur optique δ (sect. 1.1.3). Généralement, δ peut être considérée comme proportionnelle au rapport entre le LWP et r_e (WOOD, 2006).

Dans un nuage dont la température est inférieure à $0\ ^\circ C$, les gouttelettes peuvent se trouver à l'état liquide jusqu'à $-40\ ^\circ C$. On parle dans ce cas de gouttelettes d'eau *surfondue*.

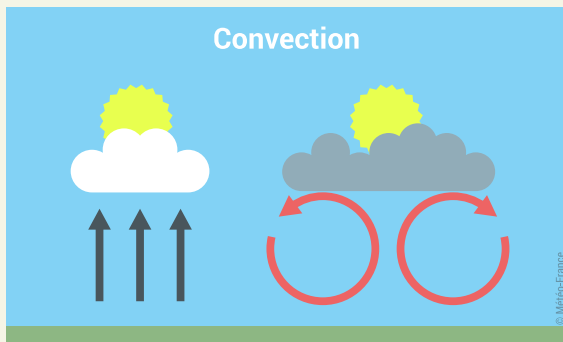
Nous avons vu que pour qu'un nuage se forme, l'air doit être sursaturé en vapeur d'eau et présenter des noyaux de condensation. Ces derniers sont présents en très grand nombre dans les basses couches de l'atmosphère et sous différentes espèces selon les régions du globe. Pour une quantité de vapeur d'eau donnée, la sursaturation est atteinte plus rapidement à basse température. L'humidité relative augmente ainsi généralement par refroidissement de l'air. Notamment, lorsqu'une parcelle d'air s'élève dans l'atmosphère, elle se refroidit par *détente adiabatique* et peut finir par devenir sursaturée en vapeur d'eau. Dans la partie qui suit, nous listons les principaux mécanismes permettant à l'air de s'élever, et ainsi, aux nuages de se former.

Mécanismes de formation

Nous venons de voir que la vapeur d'eau parvient à condenser lorsque la parcelle d'air qui la contient se refroidit en s'élevant. Nous listons ci-dessous les principaux mécanismes permettant à l'air de s'élever et ainsi aux nuages de se former.

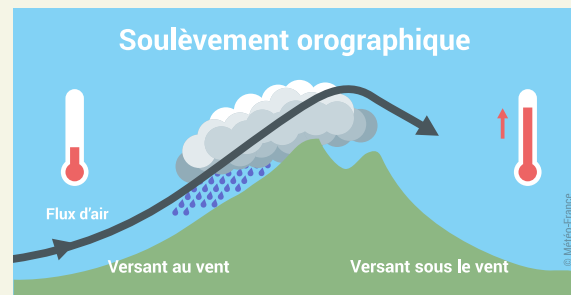
Convection

Le réchauffement du sol se communique à l'air qui, dilaté donc plus léger, s'élève et se refroidit par détente. Les nuages de convection apparaissent d'autant plus facilement qu'il y a de l'air froid en altitude (masse d'air instable). Leur base est horizontale, l'altitude et la forme de leur sommet évoluent en fonction de la température.



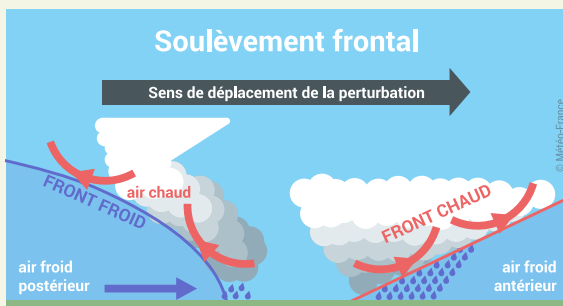
Soulèvement orographique

Lorsqu'une masse d'air est poussée par le vent vers un relief, elle est contrainte de s'élever le long de la pente. En prenant de l'altitude, sa température s'abaisse et peut atteindre le seuil de saturation. Un nuage se forme alors sur le versant « au vent » et se dissipe sur le versant « sous le vent ».



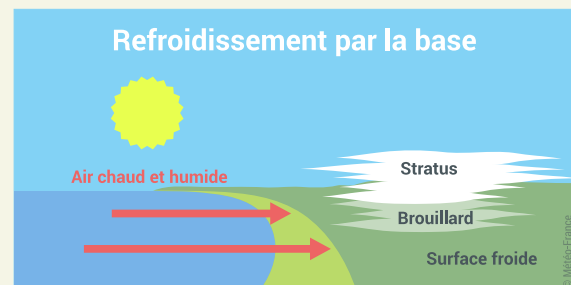
Soulèvement frontal

Dans une perturbation en mouvement, l'air chaud est soulevé à l'avant par la masse d'air froid antérieur (front chaud). L'air froid postérieur rejette l'air chaud en altitude (front froid). L'air chaud se refroidit en altitude et donne naissance à des nuages le long des fronts.



Refroidissement par la base

Ce mécanisme conduit à la formation de nuages bas ou brouillard lorsque une masse d'air doux circule au-dessus d'une surface plus froide. Ce mécanisme est fréquent sur terre l'hiver à l'approche d'une masse d'air doux et humide venant de l'océan. On l'observe l'été en mer lorsque de l'air relativement doux arrive sur des eaux froides.



Source : meteofrance.fr.

A.2.2 Classification

L'Atlas international des nuages de l'organisation météorologique mondiale (OMM), dont une nouvelle version a été publiée en mars 2017 (*International Cloud Atlas, 2017 edition*), établit une classification des nuages en dix genres (fig. A.10), subdivisés en espèces, variétés et particularités. Elle se base sur la classification proposée en 1803 par Luke Howard. Les dix genres ont été établis selon la forme et l'altitude de la base des nuages. Les préfixes « strato » et « cumulo » différencient les nuages étendus des nuages en amas. Les nuages les plus élevés portent le préfixe « cirro », ceux d'altitude moyenne le préfixe « alto ». Le préfixe « nimbo », quant à lui, marque l'aspect menaçant du nuage.

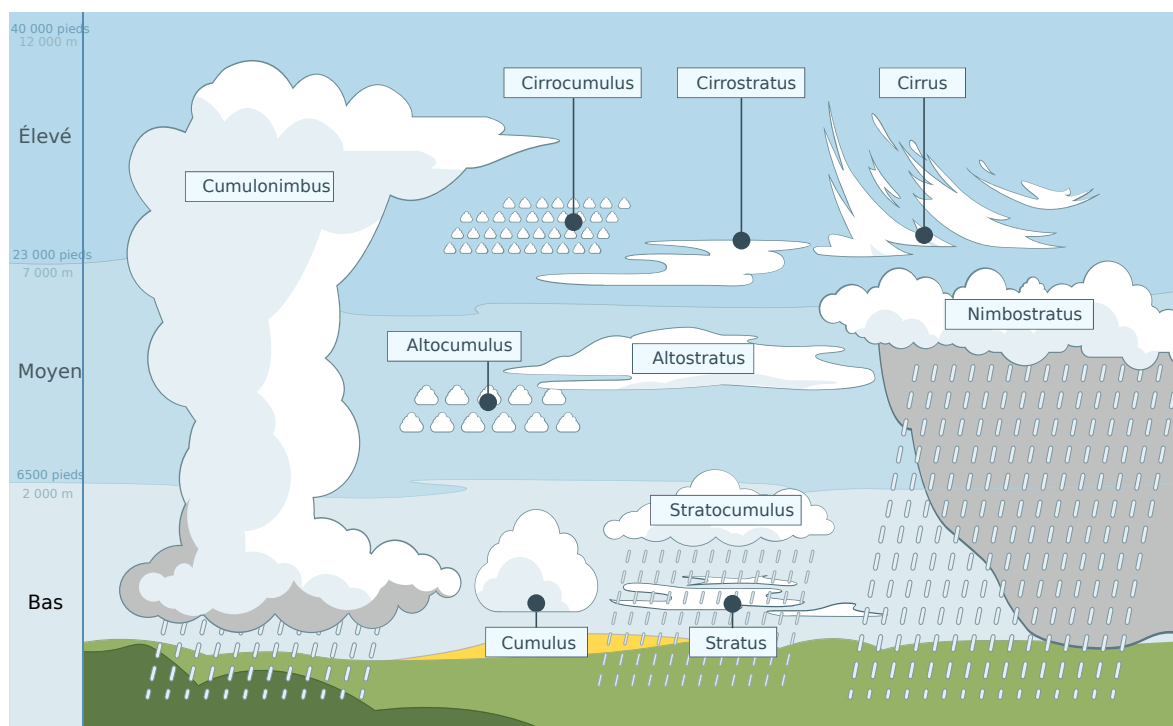


FIGURE A.10 : Classification des nuages en 10 genres selon l'Atlas international des nuages.
© Valentin de Bruyn.

L'essor récent des observations des nuages par satellites amène à proposer d'autres classifications des nuages que la classification classique. Usuellement, on distingue les nuages *bas* situés à des pressions atmosphériques $P > 680$ hPa, les nuages *moyens* pour 440 hPa $< P < 680$ hPa et les nuages *élevés* à $P < 440$ hPa. Les nuages sont également souvent classés en fonction de leur épaisseur optique (sect. 1.1.3).

Annexe **B**

Mesures spatiales du rayonnement et des nuages

Sommaire

B.1	Lidar : instrument de télédétection active pour mesurer la distribution verticale des nuages	121
B.1.1	Principe de la mesure	121
B.1.2	Équation lidar	123
B.1.3	Diffusion multiple	125
B.2	Radiomètre : instrument de télédétection passive pour mesurer le rayonnement	126
B.2.1	Présentation	126
B.2.2	Estimation du flux radiatif à partir des mesures du radiomètre CERES	127

B.1 Lidar : instrument de télédétection active pour mesurer la distribution verticale des nuages

Le lidar (*Light Detection And Ranging*) est une méthode de mesure par *télédétection active* (qui émet sa propre source de rayonnement, par opposition à la *télédétection passive* qui mesure le rayonnement naturel) qui utilise un laser comme émetteur. Il est utilisé dans plusieurs applications pour l'observation de la Terre et s'avère très utile pour l'étude de la distribution verticale de l'eau condensée dans l'atmosphère.

B.1.1 Principe de la mesure

Dans le cas d'un lidar pulsé, l'émetteur émet un faisceau laser de courte impulsion. Ce faisceau laser interagit par diffusion et absorption avec les molécules

présentes dans le milieu. Une partie de la lumière diffusée est renvoyée (*rétrodiffusée*) vers un télescope récepteur équipé d'un photodétecteur (photomultiplicateur ou photodiode à avalanche) qui convertit le signal reçu en un signal électrique. Ce signal est ensuite traité et numérisé. La durée séparant l'émission de la réception du signal renseigne sur la distance des cibles à l'instrument. Les caractéristiques du signal reçu (amplitude, dépendance spectrale, polarisation) informent sur la nature des cibles. Le schéma général est présenté figure B.1.

On peut distinguer plusieurs modes d'application du lidar selon le type d'interaction entre le faisceau laser et les cibles. Les principaux modes utilisés pour l'étude de l'atmosphère sont :

- le lidar à **rétrodiffusion élastique** : utilisé pour l'étude des nuages et des aérosols, il mesure le signal rétrodiffusé de façon élastique (c.-à-d. sans changement de longueur d'onde) par les molécules et particules de l'atmosphère. Il est sensible à la réflectivité des couches atmosphériques traversées par le faisceau laser et à l'atténuation du rayonnement optique le long du trajet aller-retour. Il peut également être sensible à la **polarisation** de la lumière. Enfin, il peut être à **haute résolution spectrale (HSR)** pour permettre la séparation du signal en contributions moléculaire (diffusion Rayleigh) et particulaire (diffusion Mie) en observant les légers décalages spectraux par effet Doppler liés à des vitesses de déplacement très différentes des molécules et des particules ;
- le lidar à **rétrodiffusion inélastique Raman** : utilisé pour la mesure de la concentration d'une espèce chimique ou la température, il émet à une longueur d'onde susceptible de donner lieu à une diffusion inélastique (c.-à-d. avec changement de longueur d'onde) et mesure le signal rétrodiffusé avec un décalage spectral caractéristique d'une molécule cible ;
- le lidar à **absorption différentielle** (DIAL en anglais pour *Differential Absorption Lidar*) : utilisé pour la mesure de la concentration de composés gazeux, il repose sur l'émission de deux longueurs d'onde spécifiques : l'une centrée sur le maximum d'une raie d'absorption du gaz étudié, l'autre en dehors de la raie d'absorption pour servir de référence ;
- le lidar **Doppler** : utilisé pour la mesure de la vitesse radiale du vent, il nécessite d'émettre à une raie laser étroite et très stable pour détecter le décalage de longueur d'onde entre le signal émis et celui reçu.

Utilisé pour l'étude des nuages, le lidar renseigne sur leurs altitudes, leurs épaisseurs géométriques, leurs épaisseurs optiques et, lorsqu'il est sensible à la polarisation de la lumière, la phase des particules nuageuses.

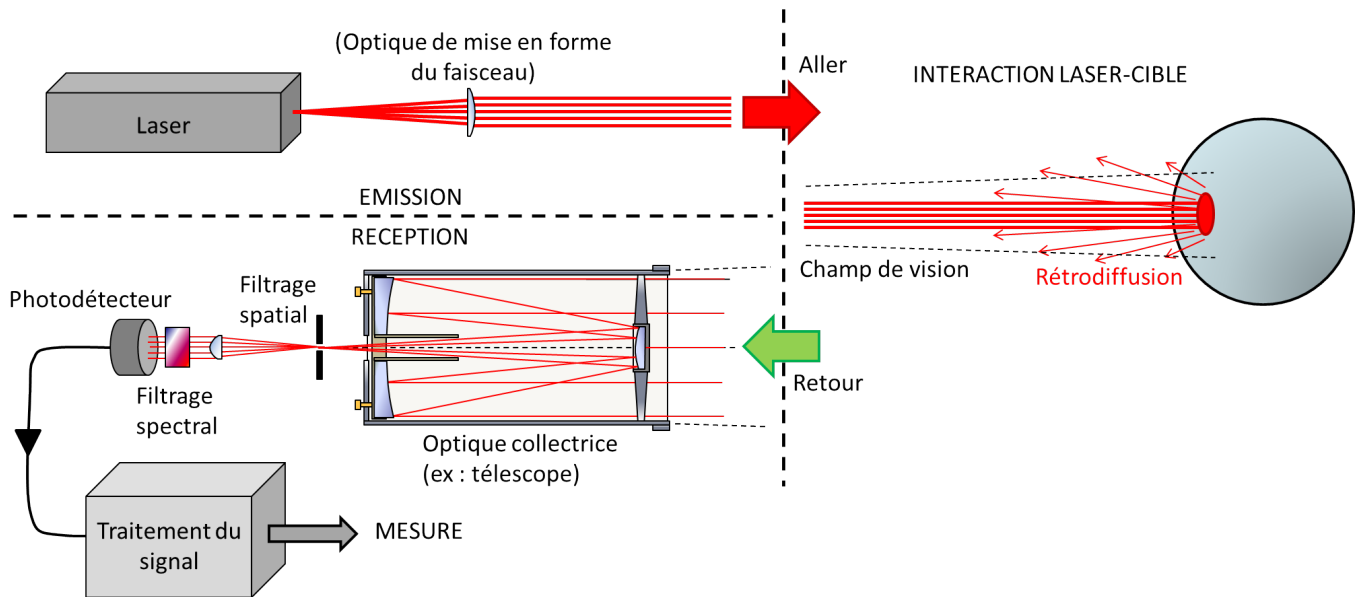


FIGURE B.1 : Schéma général d'un système lidar et du principe de la mesure. © Kilohn Limahn.

La résolution spatiale verticale du lidar ΔR [m] est définie selon :

$$\Delta R = \mu \frac{c_0 \Delta t}{2} \quad (\text{B.1})$$

où c_0 [m s^{-1}] est la vitesse de propagation de l'onde lumineuse dans l'atmosphère égale à la vitesse de la lumière, $\mu = \cos\theta$ avec θ l'angle d'inclinaison entre la visée et le nadir (pour un lidar embarqué sur satellite) ou le zénith (pour un lidar au sol), et Δt [s] la somme de la durée de l'impulsion lumineuse et du temps de réponse de la détection. Le temps de réponse de la détection est généralement bien supérieur à la durée de l'impulsion.

B.1.2 Équation lidar

Dans le cas d'un lidar à rétrodiffusion élastique par émission laser pulsée — celui utilisé pour étudier la distribution verticale des nuages —, la formule de l'équation lidar peut s'écrire :

$$N_s(\lambda, R) = N_e(\lambda) \beta(\lambda, R) \Delta R \frac{A}{R^2} \tau(\lambda, R)^2 G(\lambda, R) + N_B(\lambda) \quad (\text{B.2})$$

où $N_s(\lambda, R)$ correspond au nombre de photons de longueur d'onde λ reçus provenant d'une couche située à la distance R (fig. B.2) et d'épaisseur $\Delta R = \frac{c \Delta t}{2}$ [m], $\beta(\lambda, R)$ [$\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$] au coefficient de rétrodiffusion volumique de cette couche, $N_e(\lambda)$ au

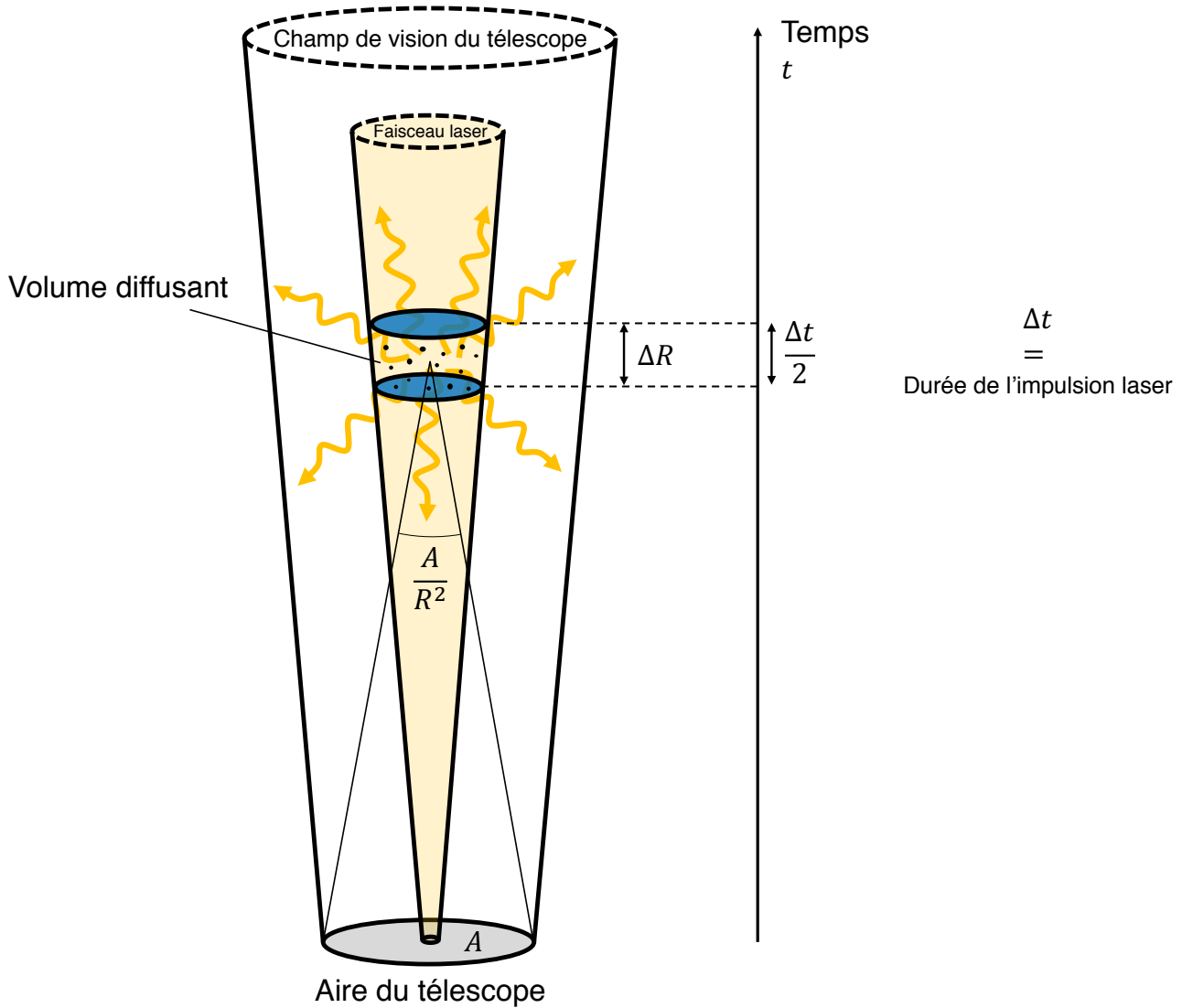


FIGURE B.2 : Schéma du principe de mesure par lidar atmosphérique. Source : inspiré de la page web lidar du Leibniz Institute for Tropospheric Research.

nombre de photons émis par le laser, A [m^2] à l'aire du télescope, $\tau(\lambda, R)^2$ à la transmittance aller-retour de l'atmosphère de l'instrument à la cible, $G(\lambda, R)$ à l'efficacité globale du système et $N_B(\lambda)$ au nombre de photons dus au bruit de fond du ciel.

Le nombre de photons émis par le laser (ou reçus par le télescope) peut s'exprimer en fonction de la puissance d'émission du laser (ou de la puissance reçue par le télescope) $P(\lambda)$ [W] :

$$N(\lambda) = \frac{P(\lambda)\Delta t}{E_\lambda} \quad (\text{B.3})$$

où $E_\lambda = hc_0/\lambda$ [J] est le quantum d'énergie d'un photon à la longueur d'onde λ , avec $h = 6,63 \times 10^{-34}$ J s la constante de Planck.

Le coefficient de rétrodiffusion volumique $\beta(\lambda, R)$ [$\text{m}^{-1} \text{sr}^{-1}$] correspond à la probabilité qu'un photon à la longueur d'onde λ , par unité de distance parcourue dans une couche située à la distance R , soit rétrodiffusé (à 180°) dans un angle solide unité. Son expression est :

$$\beta(\lambda, R) = \sum_i \frac{\sigma_i(\lambda)}{d\Omega} n_i(R) \quad (\text{B.4})$$

avec $\frac{\sigma_i(\lambda)}{d\Omega}$ [$\text{m}^2 \text{sr}^{-1}$] la *section efficace différentielle de rétrodiffusion* d'un constituant i et $n_i(R)$ le nombre de constituants par unité de volume dans la couche située à la distance R .

Ainsi $\beta(\lambda, R) \Delta R \frac{A}{R^2}$ représente la probabilité qu'un photon atteignant la couche située à la distance R soit rétrodiffusé vers le télescope.

Enfin la transmittance de l'atmosphère $\tau(\lambda, R)$ s'écrit :

$$\tau(\lambda, R) = e^{-\eta \int_z^{z_{\text{lidar}}} \frac{1}{\mu} \alpha(\lambda, z) dz} \quad (\text{B.5})$$

où $\alpha(\lambda, R)$ [m^{-1}] est le *coefficient d'extinction volumique* de la couche située à la distance R , et η le *coefficient de diffusion multiple*. Au cours de tentatives d'inversion du signal lidar (c.-à-d. lorsqu'on cherche à restituer les paramètres $\alpha(\lambda, R)$ et $\beta(\lambda, R)$ à partir de la puissance reçue par le télescope), $\alpha(\lambda, R)$ et $\beta(\lambda, R)$ sont généralement supposés reliés par la relation $\alpha(\lambda, R) = S\beta(\lambda, R)$, où S [sr] est le *rapport lidar* dont la valeur, considérée constante sur toute la couche nuageuse, dépend de la microphysique.

B.1.3 Diffusion multiple

Lorsqu'un photon effectue un aller-retour direct entre la source et la cible qui le diffuse vers l'arrière, on parle de *diffusion simple*. Cependant, le parcours effectué par un photon avant d'être collecté par le télescope peut être plus complexe. Selon le régime de diffusion (section A.1.4) et la forme des particules, la diffusion du photon est privilégiée selon certains angles de diffusion Θ d'après la *fonction de phase* $P(\Theta)$ (fig. B.3). Dans le cas d'un laser émettant dans le visible, la diffusion par une particule nuageuse a de grandes chances de se faire vers l'avant, quelques chances de se faire vers l'arrière mais très peu aux angles intermédiaires. Ainsi, un photon subit généralement plusieurs diffusions vers l'avant avant d'être rétrodiffusé. On parle alors de *diffusion multiple* et on introduit un *coefficient de diffusion multiple* η dans l'équation lidar pour tenir compte de cet effet (PLATT, 1973 ; WINKER, 2003).

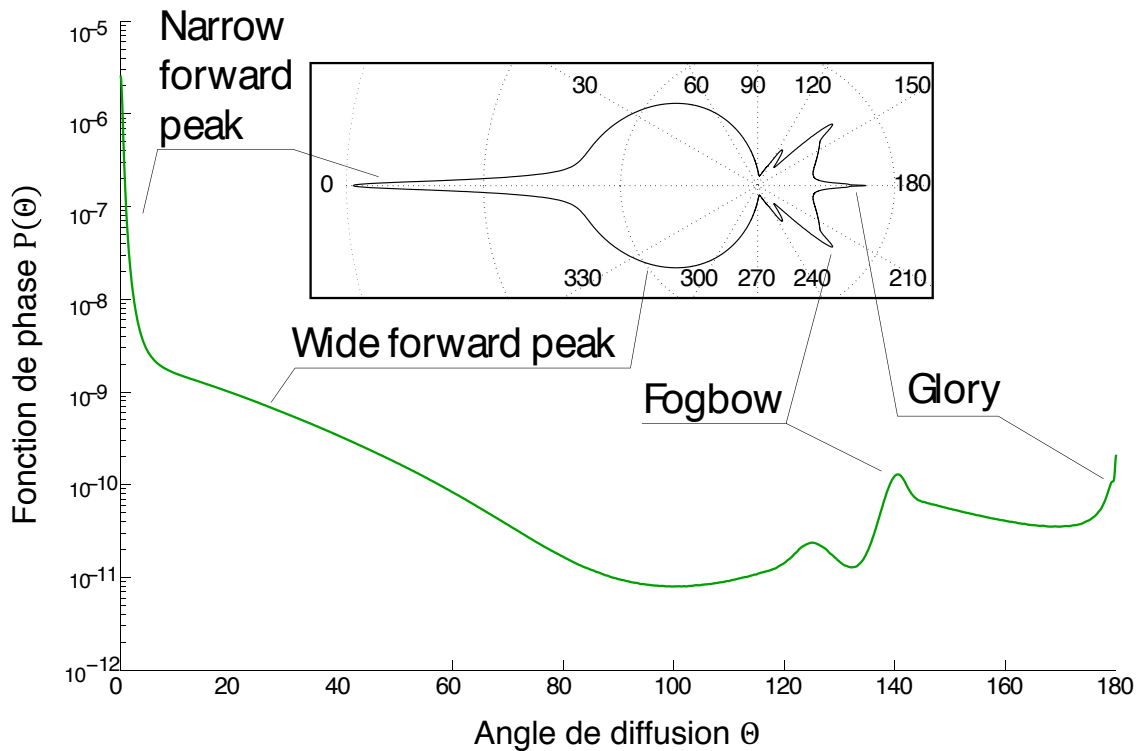


FIGURE B.3 : Fonction de phase $P(\Theta)$ en fonction de l'angle de diffusion Θ pour une gouttelette sphérique de $20\ \mu\text{m}$ pour un rayonnement incident correspondant à la longueur d'onde du vert. Source : BOUTHORS et al. (2006).

B.2 Radiomètre : instrument de télédétection passive pour mesurer le rayonnement

B.2.1 Présentation

Un radiomètre est un instrument de *télédétection passive* (il n'émet pas de rayonnement contrairement à un instrument de *télédétection active*). Embarqué sur satellite, il peut servir à mesurer, par exemple, l'énergie du rayonnement solaire réfléchi par la Terre ou du rayonnement infrarouge émis par la Terre.

En fonction de l'objet d'étude, le radiomètre mesure le rayonnement dans différentes bandes spectrales, appelées *canaux*. Lorsqu'il permet de scanner, par balayages successifs — on parle de la *fauchée* de l'instrument —, une région en effectuant des mesures à différents angles, de sorte qu'il est possible de reconstruire une image du rayonnement, on parle de *radiomètres-imageurs* (fig. B.4). Lorsqu'il possède un très grand nombre de canaux, il permet de sonder l'atmosphère car les canaux sont plus ou moins sensibles aux différents niveaux de l'atmosphère. On parle dans ce cas de *radiomètres-sondeurs*.

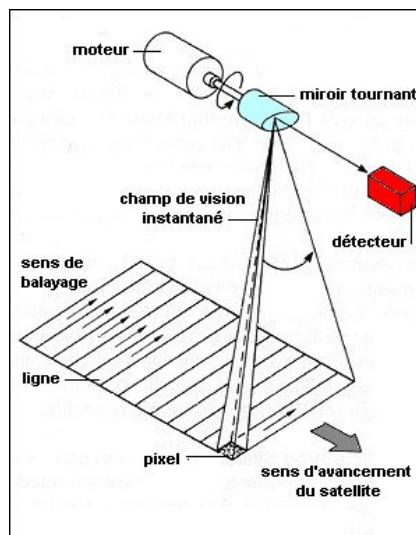


FIGURE B.4 : Exemple de fonctionnement d'un radiomètre-imageur permettant l'acquisition d'une image par balayage. Source : eduscol.education.fr.

B.2.2 Estimation du flux radiatif à partir des mesures du radiomètre CERES

La grandeur mesurée par CERES correspond à une luminance (Tableau A.1). Pour estimer le bilan radiatif global, les luminances mesurées [$\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$] doivent être converties en flux radiatifs [W m^{-2}]. Après un processus de « défiltrage » pour corriger les imperfections de mesure dues à la réponse spectrale de l'instrument (LOEB et al., 2001), les flux radiatifs sont estimés à partir d'ADM (*Angular Distribution Models*; LOEB et al., 2003b,a, 2007) permettant de considérer la dépendance angulaire de la luminance selon le type de scène identifié (type de surface, fraction nuageuse, ...). La fraction nuageuse de la scène est notamment déduite des mesures de l'instrument MODIS également à bord du satellite Aqua. On obtient ainsi une estimation du flux au sommet de l'atmosphère¹.

1. La Terre étant sphérique, les flux radiatifs [W m^{-2}] décroissent en $1/r^2$ à mesure que l'on s'en éloigne. Les flux au sommet de l'atmosphère fournis dans les produits CERES sont estimés à partir d'ADM en considérant le champ de vue de référence à 100 km d'altitude pour tenir compte des luminances provenant de l'atmosphère le long de chemins obliques au-dessus de l'horizon terrestre. Ils sont ensuite ramenés, par la loi en carré inverse, à une altitude de référence de flux de 20 km : le « sommet de l'atmosphère » radiatif efficace de la Terre. Cette altitude est celle qui permet de comparer directement les flux dérivés des mesures avec ceux simulés par des modèles en « plans-parallèles infinis » pour lesquels l'horizon est par conséquent à l'infini (LOEB et al., 2002).

Annexe **C**

Informations complémentaires à l'expression du CRE dérivé d'observations par lidar

Sommaire

C.1	Température radiative d'un nuage	129
C.2	Distributions verticales des nuages observées par CALIOP	130
C.3	Vérification de l'expression de l'OLR au-dessus d'un nuage fin contre les observations CERES	131
C.4	Vérification de l'expression de l'OLR « griddé » contre les observations CERES	132
C.5	Incertitude liée à l'utilisation de l'OLR « ciel clair » provenant de CERES-EBAF	132
C.6	Sensibilité de l'expression de l'OLR « griddé » à Z_{Opaque}^l et au facteur de diffusion multiple	133
C.7	Démonstrations de l'annulation des termes non linéaires lors de la décomposition des variations du CRE	138
C.8	Propriétés nuageuses issues du simulateur lidar dans LMDZ	141
C.9	Validation de l'expression du CRE à partir de $Z_{TOpaque}$ et Z_{Thin}	142

C.1 Température radiative d'un nuage

Schématiquement, si l'on considère une couche nuageuse optiquement uniforme, c.-à-d. que la profondeur optique δ^{LW} depuis le sommet du nuage augmente linéairement à mesure que l'on s'enfonce dans le nuage, avec une profondeur optique LW total δ_{Cloud}^{LW} , on peut calculer le flux radiatif LW montant émis par le nuage au sommet du nuage ($\delta^{LW} = 0$). En négligeant la diffusion par les particules nuageuses dans le domaine du LW, on peut, à partir de la forme intégrée de l'équation de Schwarzschild, exprimer la luminance spectrale montant verticalement I_ν^l (en

$\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{m}^{-1}$) émise par le nuage au sommet du nuage :

$$I_{\nu_{Cloud}}^{|}(\delta^{LW|} = 0) = \int_0^{\delta_{Cloud}^{LW|}} B_{\nu}(T(\delta^{LW|})) e^{-\delta^{LW|}} d\delta^{LW|} \quad (\text{C.1})$$

Si l'on considère que la température croît linéairement avec $\delta^{LW|}$ du sommet à la base du nuage ($T(\delta^{LW|}) = k_1 \delta^{LW|} + k_2$) et en intégrant $I_{\nu_{Cloud}}^{|}$ sur l'ensemble du spectre LW (en utilisant la loi de Stefan-Boltzmann $\int B_{\nu} d\nu = \sigma T^4 / \pi$), on peut écrire la luminance LW montant verticalement I_{ν}^{LW} (en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}$) émise par le nuage au sommet du nuage :

$$I_{\nu_{Cloud}}^{LW}(\delta^{LW|} = 0) = \int_0^{\delta_{Cloud}^{LW|}} \frac{\sigma}{\pi} (k_1 \delta^{LW|} + k_2)^4 e^{-\delta^{LW|}} d\delta^{LW|} \quad (\text{C.2})$$

En supposant maintenant que le nuage émet comme une surface Lambertienne (voir loi de Lambert, annexe A.1), le flux radiatif LW montant $F^{\uparrow LW|}$ (en W m^{-2}) émis par le nuage au sommet du nuage est donné par :

$$F_{Cloud}^{\uparrow LW|}(\delta^{LW|} = 0) = \int_0^{\delta_{Cloud}^{LW|}} \sigma (k_1 \delta^{LW|} + k_2)^4 e^{-\delta^{LW|}} d\delta^{LW|} \quad (\text{C.3})$$

Ainsi, pour des valeurs spécifiques des coefficients k_1 et k_2 , qui déterminent le gradient de température dans le nuage et la température du sommet (et par conséquent également celle de la base connaissant $\delta_{Cloud}^{LW|}$), il est possible de calculer $F_{Cloud}^{\uparrow LW|}(\delta^{LW|} = 0)$ et ensuite de résoudre l'équation $F_{Cloud}^{\uparrow LW|}(\delta^{LW|} = 0) = \varepsilon^{|} \sigma (T_{rad}^{|})^4 = (1 - e^{-\delta_{Cloud}^{LW|}}) \sigma (T_{rad}^{|})^4$ pour déduire la température radiative équivalente du nuage $T_{rad}^{|}$

C.2 Distributions verticales des nuages observées par CALIOP

Pour trois régions, identiques à celles de la figure 3.2, la figure C.1 montre les distributions de la distance entre le sommet du nuage et $Z_{Opaque}^{|}$ parmi les nuages opaques et la distance entre le sommet et la base des nuages parmi les nuages fins. Dans les trois régions, lorsqu'un nuage opaque (fig. C.1a) est traversé par le faisceau lidar, $Z_{Opaque}^{|}$ est principalement trouvée dans le premier kilomètre sous $Z_{Top}^{|}$ (30 % dans la région d'ascendance tropicale, 52 % aux moyennes latitudes et 75 % dans la région de subsidence tropicale). La distribution s'effondre après 1 km (noter l'axe logarithmique des ordonnées). Les différences d'altitudes plus grandes, entre $Z_{Top}^{|}$

et Z_{Opaque}^l peuvent être dues à des nuages très étendus verticalement ou à la présence de plusieurs couches nuageuses dans les colonnes atmosphériques sondées. Si l'on s'intéresse aux courbes en pointillé, qui représentent la partie de la PDF dont les colonnes ne contiennent qu'une seule couche nuageuse, on remarque que les courbes des trois régions tombent à 0 vers 4–5 km. Cela signifie que toute la partie des PDF en trait plein se trouvant au-delà de 5 km est due à la présence de plusieurs couches nuageuses, autrement dit à un recouvrement de différents nuages, dans les colonnes atmosphériques. Cela suggère également que le faisceau laser du lidar ne sonde jamais à plus de 5 km de profondeur dans un nuage.

En ce qui concerne les nuages fins (fig. C.1b), nous remarquons que Z_{Base}^l est trouvée principalement dans le premier kilomètre sous Z_{Top}^l (49 % dans la région d'ascendance tropicale, 68 % aux moyennes latitudes et 76 % dans la région de subsidence tropicale). La distribution s'effondre après 1 km (noter encore l'axe logarithmique des ordonnées). Les parties des PDF composées des colonnes atmosphériques ne contenant qu'une unique couche nuageuse (courbes en pointillé), et dont la distance entre Z_{Top}^l et Z_{Base}^l représente donc directement l'épaisseur géométrique du nuage fin, tombent à 0 vers 4–5 km. Ceci suggère encore, comme pour les nuages opaques, que toute la partie des PDF en trait plein se trouvant au-delà de 5 km est due à la présence de plusieurs couches nuageuses dans les colonnes atmosphériques. Cela suppose finalement, si l'on regarde les deux figures C.1a et C.1b, que le faisceau laser n'est pas capable de sonder un nuage à plus de 5 km de profondeur. Autrement dit, un nuage qui a une épaisseur géométrique verticale supérieure à 5 km est toujours déclaré comme un nuage opaque. De plus, comme les distributions s'effondrent après 1 km pour les nuages opaques et les nuages fins et pour toutes les régions, cela suggère que, bien que le maximum de pénétration du lidar semble être de 5 km, le faisceau laser est pratiquement systématiquement totalement atténué dès lors qu'il pénètre à plus de 1 km dans un nuage.

C.3 Vérification de l'expression de l'OLR au-dessus d'un nuage fin contre les observations CERES

Pour voir les effets de T_{Thin}° et ε_{Thin}° sur OLR_{Thin}° , nous sélectionnons parmi les observations CERES uniquement celles pour lesquelles la valeur de OLR_{Clear}° dérivée du produit C3M (sect. 2.2.2) est comprise entre 275 et 285 $W m^{-2}$. On peut ainsi observer les effets des deux propriétés nuageuses sans que les résultats soient affectés par des changements de OLR_{Clear}° . La figure C.2 montre ces résultats sur lesquels nous traçons les expressions théoriques issues de l'équation (3.5). On peut voir que ces expressions représentent assez bien les observations : une diminution de T_{Thin}° entraînant une diminution de OLR_{Thin}° , d'autant plus importante que ε_{Thin}° est élevée.

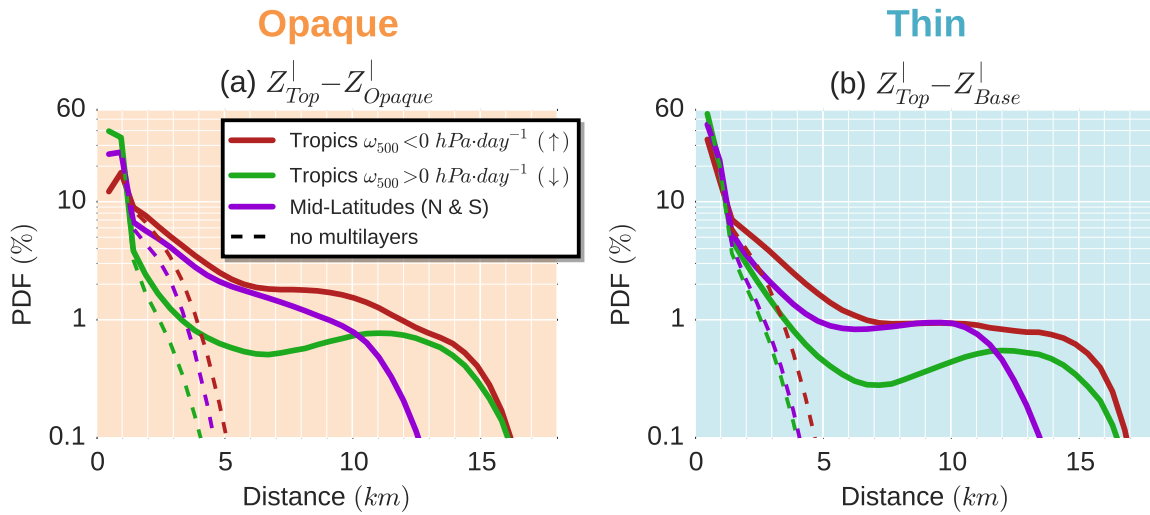


FIGURE C.1 : Distributions de (a) la distance entre le sommet du nuage et Z_{Opaque}^l parmi les nuages opaques et (b) la distance entre le sommet et la base des nuages parmi les nuages fins dans 3 régions : identiques à la figure 3.2. Les courbes en pointillé représentent la distribution en tenant compte uniquement des colonnes atmosphériques sondées ne contenant qu'une unique couche nuageuse (pas de multi-couches, c.-à-d. pas de recouvrement de plusieurs nuages). Seules les données de nuit au-dessus des océans non-glacés pour la période 2008–2015 sont considérées.

C.4 Vérification de l'expression de l'OLR « griddé » contre les observations CERES

La figure C.3 montre la corrélation entre l'OLR dérivé des observations par lidar $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ (pour cette figure OLR_{Clear}^{\boxplus} provient de C3M) et l'OLR dérivé des mesures du radiomètre CERES à bord de Aqua colocalisées avec les observations du lidar $OLR_{Total}^{\boxplus(CERES)}$ en moyennes mensuelles sur des boîtes de $2^\circ \times 2^\circ$. Nous trouvons une excellente corrélation ($R = 0,95$) et la régression est proche de la droite unité ce qui renforce notre confiance sur la robustesse de cette expression simple de l'OLR à estimer correctement l'OLR observé.

C.5 Incertitude liée à l'utilisation de l'OLR « ciel clair » provenant de CERES-EBAF

Le produit C3M ne s'étendant pas au-delà d'avril 2011, nous remplaçons OLR_{Clear}^{\boxplus} fourni par le produit C3M par OLR_{Clear}^{\boxplus} fourni par le produit CERES-EBAF. La figure C.4 montre les comparaisons entre l'OLR observé et celui calculé en utilisant OLR_{Clear}^{\boxplus} provenant de CERES-EBAF est donnée. L'utilisation de OLR_{Clear}^{\boxplus}

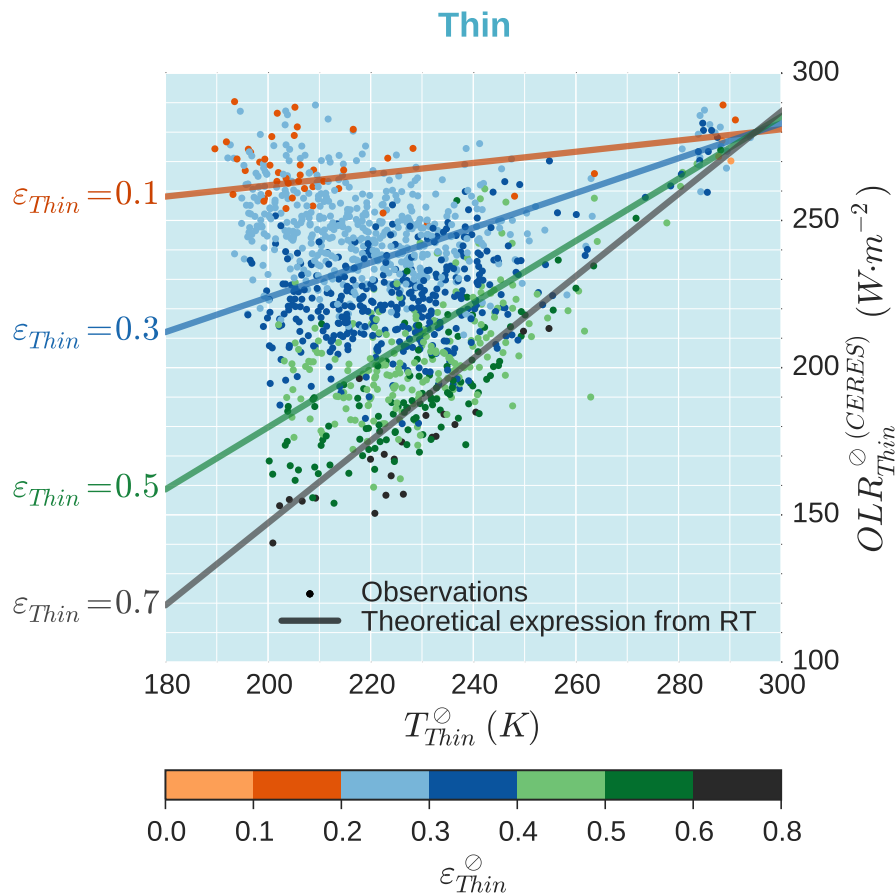


FIGURE C.2 : Comparaison entre l'OLR observé au-dessus d'un nuage fin et celui dérivé d'observations par lidar à l'échelle d'une empreinte au sol de CERES en fonction de T_{Thin}° et $\varepsilon_{Thin}^{\circ}$. Les résultats sont obtenus à partir d'observations colocalisées entre CERES (ordonnées) et CALIOP (abscisses). Les expressions théoriques sont issues de l'équation (3.5). Les résultats présentés sont identiques à ceux de la figure 3.4b desquels nous extrayons uniquement les mesures pour lesquelles l'estimation de OLR_{Clear}° est proche de 280 W m^{-2} ($OLR_{Clear}^{\circ} \in [275-285 \text{ W m}^{-2}]$), dans le but de voir uniquement l'influence de T_{Thin}° et des $\varepsilon_{Thin}^{\circ}$ sur l'OLR.

provenant de CERES-EBAF au lieu de C3M augmente $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ de $0,6 \text{ W m}^{-2}$ en moyenne globale.

C.6 Sensibilité de l'expression de l'OLR « griddé » à Z_{Opaque}^l et au facteur de diffusion multiple

La figure C.5a montre la différence entre l'OLR dérivé d'observations par lidar $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ présenté en figure 3.5a et celui qui serait obtenu si Z_{Opaque}^l était systématique trouvé 480 m plus haut. Pour faire cela, nous remplaçons l'altitude de Z_{Opaque}^l



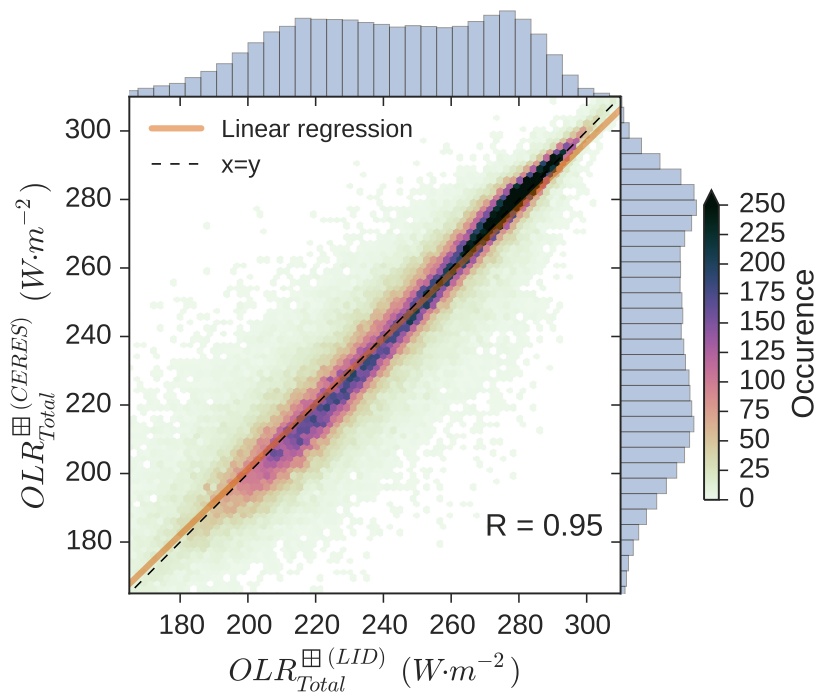


FIGURE C.3 : Comparaison entre l'OLR dérivé des observations par lidar et l'OLR mesuré en moyennes mensuelles sur des boîtes de $2^\circ \times 2^\circ$. Seules les données de nuit au-dessus des océans non-glacés de l'année 2008 sont considérées.

dans chaque colonne atmosphérique contenant un nuage opaque trouvée par le lidar par l'altitude de la couche supérieure, de sorte que Z_{Opaque}^l soit systématiquement considéré 480 m) plus haut. Nous recalculons ensuite $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ exactement avec la même méthode que celle décrite dans cette étude. L'effet de l'augmentation de l'altitude de Z_{Opaque}^l de 480 m est une diminution de $0,9 \text{ W m}^{-2}$ de $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$. Les régions les plus affectées correspondent à celles où la couverture des nuages opaques est importante (les couvertures montrées pour la période 2008–2015 sur la figure 2.6a sont semblables à celle de l'année 2008) excepté les régions de stratocumulus à l'est des océans tropicaux où C_{Opaque}^{\boxplus} est forte mais où le changement de $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ n'est pas très prononcé. Une altitude de Z_{Opaque}^l plus élevée élève le niveau où est considérée la température radiative des nuages opaques, ce qui donne une température plus froide et finalement affaibli $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$. Puisque $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ n'est pas très affecté dans les régions de stratocumulus, cela suggère que le gradient vertical de température où ces nuages se situent doit être assez faible.

La figure C.5b montre la différence entre l'OLR dérivé d'observations par lidar $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ présenté en figure 3.5a et celui qui serait obtenu si l'on utilisait un facteur de diffusion multiple $\eta = 0,5$ au lieu de $\eta = 0,6$. Abaisser la valeur de η augmente de 0,05 les émissivités calculées des nuages fins. En conséquence, les régions pour lesquelles la couverture des nuages fins est importante et où ces nuages sont haut et froids, i.e. où ils ont un fort effet radiatif, sont les régions où $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$ est le plus

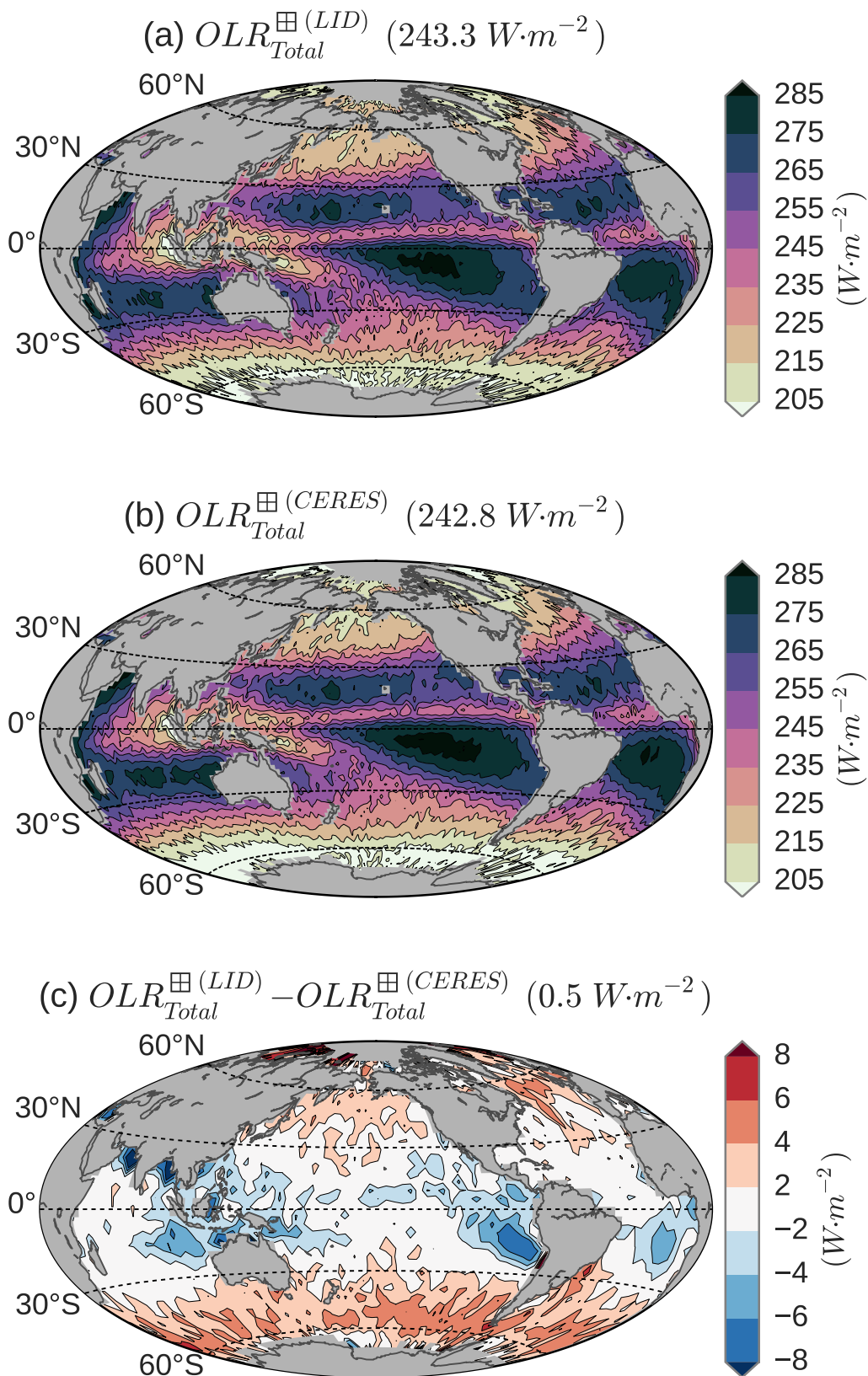


FIGURE C.4 : Identique à la figure 3.5 mais en utilisant OLR_{Clear}^{\boxplus} provenant du produit CERES-EBAF au lieu de celui provenant du produit C3M dans les équations (3.5) et (3.6) pour le calcul de $OLR_{Total}^{\boxplus(LID)}$.

sensible à cette modification du facteur de diffusion multiple. $OLR_{Total}^{\oplus(LID)}$ décroît jusqu'à $3,5 \text{ W m}^{-2}$ dans la région indonésienne.

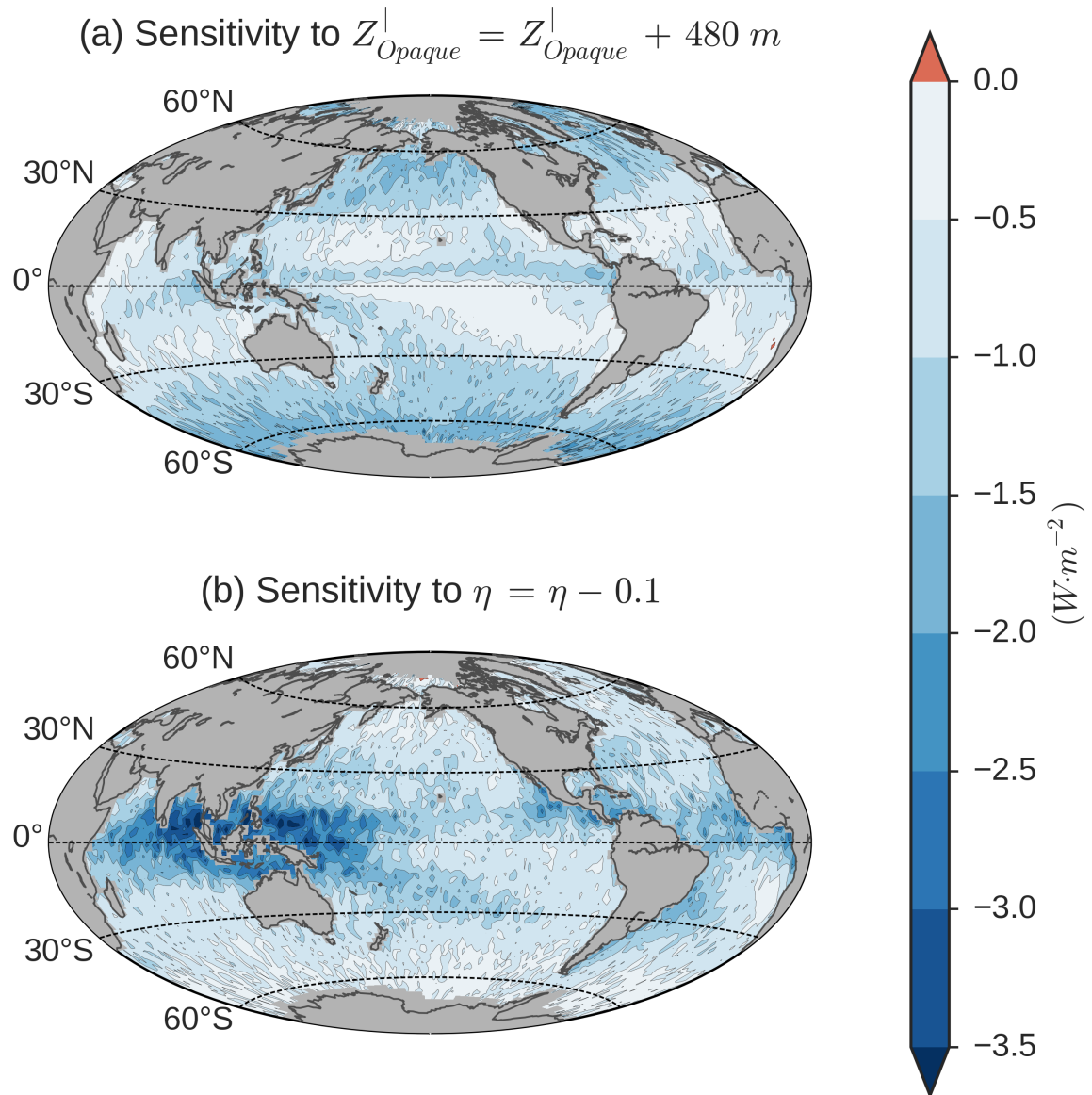


FIGURE C.5 : Sensibilité de $OLR_{Total}^{\oplus(LID)}$ à un changement d'altitude de Z_{Opaque}^l et à un changement de la valeur du facteur de diffusion multiple η considéré dans le calcul de l'émissivité des nuages fins : (a) différence entre $OLR_{Total}^{\oplus(LID)}$ présenté figure 3.5a et $OLR_{Total}^{\oplus(LID)}$ si Z_{Opaque}^l était systématiquement trouvé 480 m plus haut et (b) différence entre $OLR_{Total}^{\oplus(LID)}$ présenté figure 3.5a et $OLR_{Total}^{\oplus(LID)}$ obtenu en prenant $\eta = 0,5$ au lieu de $\eta = 0,6$ pour le calcul des émissivité des nuages fins. Seules les données de nuit au-dessus des océans non-glacés de l'année 2008 sont considérées.

C.7 Démonstrations de l'annulation des termes non linéaires lors de la décomposition des variations du CRE

Lorsque les dérivées partielles de l'équation (4.1) sont évaluées à la moyenne des deux états (p. ex. $\frac{\partial CRE_{Opaque}^{(LID)}}{\partial T_{Opaque}} = -2, 0 \frac{C_{Opaque1} + C_{Opaque2}}{2}$), les termes non linéaires s'annulent (démonstration 1). Lorsque les dérivées partielles de l'équation (4.2) sont évaluées à la moyenne des deux états, les termes du deuxième ordre et les trois quarts de ceux du troisième ordre s'annulent, ne laissant qu'une petite partie dans le terme non linéaire qui est d'un ordre inférieur que celui escompté (démonstration 2).

Démonstration 1 L'équation (3.9) est un polynôme multivarié d'ordre deux. L'estimation des dérivées partielles du développement limité en série de Taylor d'un polynôme multivarié d'ordre deux à la moyenne des deux états ($X + \frac{\Delta X}{2}$) donne exactement la différence entre le polynôme évalué à ces deux états. Nous montrons tout d'abord la démonstration au polynôme multivarié d'ordre deux le plus simple $f = (X = (x, y)) = xy$, puis nous montrons que cela se vérifie pour l'équation (4.1).

- Si l'on évalue le développement limité à l'ordre 1 de f en $X + \frac{\Delta X}{2}$, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial x}(X + \frac{\Delta X}{2})\Delta x + \frac{\partial f}{\partial y}(X + \frac{\Delta X}{2})\Delta y &= (y + \frac{\Delta y}{2})\Delta x + (x + \frac{\Delta x}{2})\Delta y \\ &= x\Delta y + y\Delta x + \Delta x\Delta y \end{aligned}$$

ce qui est *exactement* égal à :

$$\Delta f = f(X + \Delta X) - f(X) = (x + \Delta x)(y + \Delta y) - xy = x\Delta y + y\Delta x + \Delta x\Delta y$$

- Si l'on évalue l'équation (3.9) à la moyenne des deux états, on obtient :

$$\begin{aligned} \Delta CRE_{Opaque}^{(LID)} &= \left(\frac{OLR_{Clear1} + OLR_{Clear2}}{2} - 2, 0 \frac{T_{Opaque1} + T_{Opaque2}}{2} + 310 \right) (C_{Opaque2} - C_{Opaque1}) \\ &\quad - 2, 0 \frac{C_{Opaque1} + C_{Opaque2}}{2} (T_{Opaque2} - T_{Opaque1}) \\ &\quad + \frac{C_{Opaque1} + C_{Opaque2}}{2} (OLR_{Clear2} - OLR_{Clear1}) + \Delta CRE_{OpaqueNL}^{(LID)} \\ &= \underbrace{C_{Opaque2} (OLR_{Clear2} - 2, 0 T_{Opaque2} + 310)}_{CRE_{Opaque2}^{(LID)}} \\ &\quad - \underbrace{C_{Opaque1} (OLR_{Clear1} - 2, 0 T_{Opaque1} + 310)}_{CRE_{Opaque1}^{(LID)}} + \Delta CRE_{OpaqueNL}^{(LID)} \\ &\Rightarrow \Delta CRE_{OpaqueNL}^{(LID)} = 0 \end{aligned}$$

□

Démonstration 2 L'équation (3.10) est un polynôme multivarié d'ordre trois. L'estimation des dérivées partielles du développement limité en série de Taylor d'un polynôme multivarié d'ordre trois à la moyenne des deux états $(X + \frac{\Delta X}{2})$ donne la différence entre le polynôme évalué à ces deux états moins une quantité égale à un quart des termes du troisième ordre du développement limité. Nous montrons tout d'abord la démonstration au polynôme multivarié d'ordre trois le plus simple $f = (X = (x, y, z)) = xyz$, puis nous montrons que cela se vérifie pour l'équation (4.2).

- Si l'on évalue le développement limité à l'ordre 1 de f en $X + \frac{\Delta X}{2}$, on obtient :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f}{\partial x}(X + \frac{\Delta X}{2})\Delta x + \frac{\partial f}{\partial y}(X + \frac{\Delta X}{2})\Delta y + \frac{\partial f}{\partial z}(X + \frac{\Delta X}{2})\Delta z \\ &= (y + \frac{\Delta y}{2})(z + \frac{\Delta z}{2})\Delta x + (xy + \frac{\Delta x}{2})(z + \frac{\Delta z}{2})\Delta y + (x + \frac{\Delta x}{2})(y + \frac{\Delta y}{2})\Delta z \\ &= xy\Delta z + xz\Delta y + yz\Delta x + x\Delta y\Delta z + y\Delta x\Delta z + z\Delta x\Delta y + \frac{3}{4}\Delta x\Delta y\Delta z \end{aligned}$$

ce qui est *pratiquement* égal à :

$$\begin{aligned} \Delta f &= f(X + \Delta X) - f(X) = (x + \Delta x)(y + \Delta y)(z + \Delta z) - xyz \\ &= xy\Delta z + xz\Delta y + yz\Delta x + x\Delta y\Delta z + y\Delta x\Delta z + z\Delta x\Delta y + \Delta x\Delta y\Delta z \end{aligned}$$

« manquant » seulement $\frac{1}{4} \frac{\partial^3 f}{\partial x \partial y \partial z} = \frac{1}{4} \Delta x \Delta y \Delta z$

- Si l'on évalue l'équation (3.10) à la moyenne des deux états, on obtient :

$$\begin{aligned} & \Delta CRE_{Thin}^{(LID)} \\ &= \frac{\varepsilon_{Thin_1} + \varepsilon_{Thin_2}}{2} \left(\frac{OLR_{Clear_1} + OLR_{Clear_2}}{2} - 2, 0 \frac{T_{Thin_1} + T_{Thin_2}}{2} + 310 \right) (C_{Opaque_2} - C_{Opaque_1}) \\ & \quad - 2, 0 \frac{C_{Thin_1} + C_{Thin_2}}{2} \frac{\varepsilon_{Thin_1} + \varepsilon_{Thin_2}}{2} (T_{Thin_2} - T_{Thin_1}) \\ & \quad + \frac{C_{Thin_1} + C_{Thin_2}}{2} \frac{\varepsilon_{Thin_1} + \varepsilon_{Thin_2}}{2} (OLR_{Clear_2} - OLR_{Clear_1}) \\ & \quad + \frac{C_{Thin_1} + C_{Thin_2}}{2} \left(\frac{OLR_{Clear_1} + OLR_{Clear_2}}{2} - 2, 0 \frac{T_{Thin_1} + T_{Thin_2}}{2} + 310 \right) (\varepsilon_{Thin_2} - \varepsilon_{Thin_1}) \\ & \quad + \Delta CRE_{Thin_{NL}}^{(LID)} \\ &= \underbrace{C_{Thin_2} \varepsilon_{Thin_2} (OLR_{Clear_2} - 2, 0 T_{Thin_2} + 310)}_{CRE_{Thin_2}^{(LID)}} - \underbrace{C_{Thin_1} \varepsilon_{Thin_1} (OLR_{Clear_1} - 2, 0 T_{Thin_1} + 310)}_{CRE_{Thin_1}^{(LID)}} \\ & \quad + Q + \Delta CRE_{Thin_{NL}}^{(LID)} \\ & \text{où } Q = -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial^3 CRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial C_{Thin} \partial T_{Thin} \partial \varepsilon_{Thin}} + \frac{\partial^3 CRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial C_{Thin} \partial \varepsilon_{Thin} \partial OLR_{Clear}} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Rightarrow \Delta CRE_{Thin_{NL}}^{(LID)} &= \frac{1}{4} \left(\frac{\partial^3 CRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial C_{Thin} \partial T_{Thin} \partial \varepsilon_{Thin}} + \underbrace{\frac{\partial^3 CRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial C_{Thin} \partial T_{Thin} \partial OLR_{Clear}}}_{=0} \right) \\ &\quad + \frac{\partial^3 CRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial C_{Thin} \partial \varepsilon_{Thin} \partial OLR_{Clear}} + \underbrace{\frac{\partial^3 CRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial T_{Thin} \partial \varepsilon_{Thin} \partial OLR_{Clear}}}_{=0} \end{aligned}$$

□

C.8 Propriétés nuageuses issues du simulateur lidar dans LMDZ

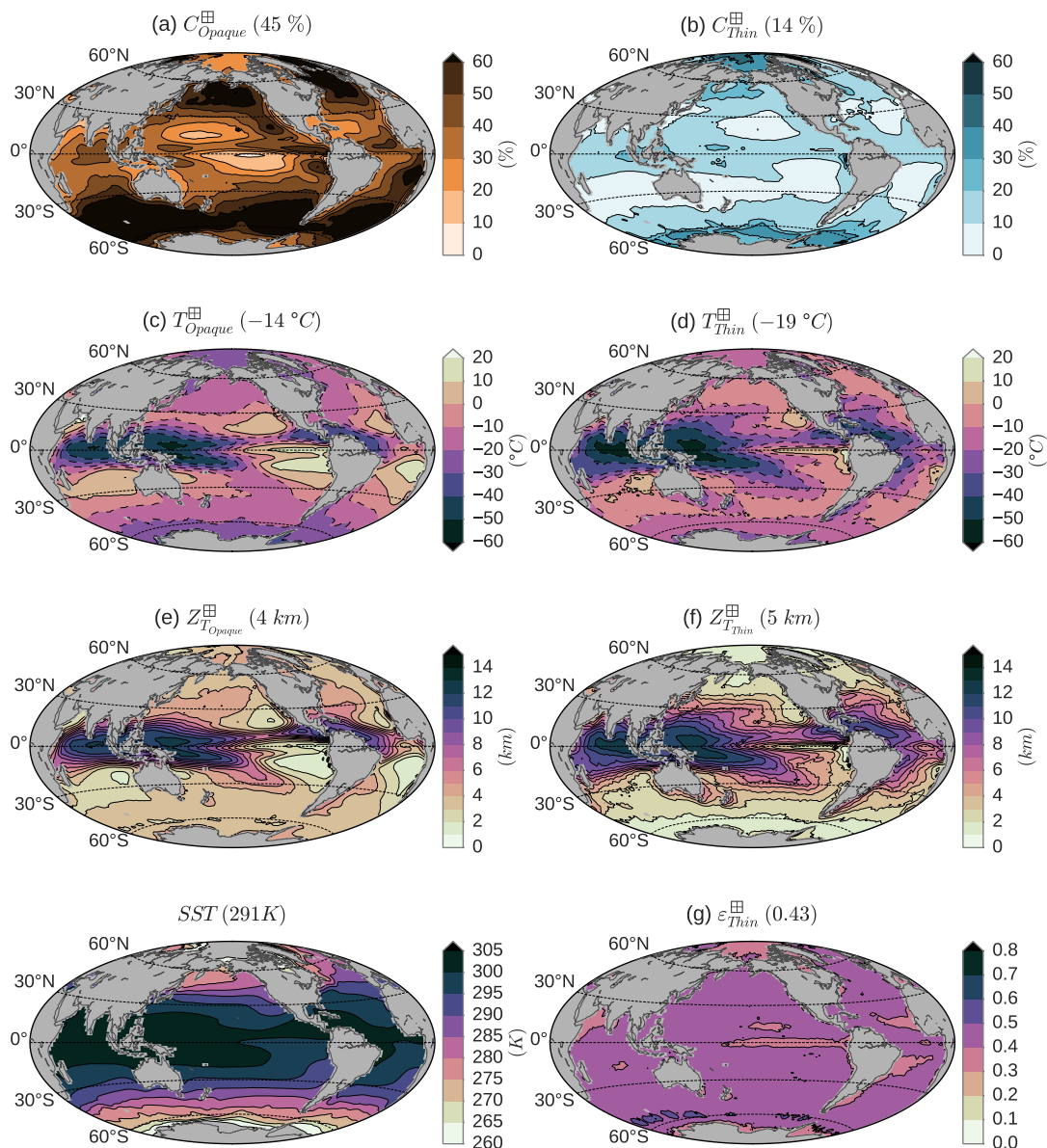


FIGURE C.6 : Moyennes sur 2008–2014 des propriétés nuageuses simulées par LMDZ et dérivées du simulateur lidar : (a) $C_{Opaque}^{\text{lidar}}$, (b) C_{Thin}^{lidar} , (c) $T_{Opaque}^{\text{lidar}}$ parmi les nuages opaques, (d) T_{Thin}^{lidar} parmi les nuages fins, (e) $Z_{T_{Opaque}}^{\text{lidar}}$ parmi les nuages opaques, (f) $Z_{T_{Thin}}^{\text{lidar}}$ parmi les nuages fins et (g) $\varepsilon_{Thin}^{\text{lidar}}$ parmi les nuages fins. Moyennes globales entre parenthèses.

C.9 Validation de l'expression du CRE à partir de

$Z_{T_{Opaque}}$ et $Z_{T_{Thin}}$

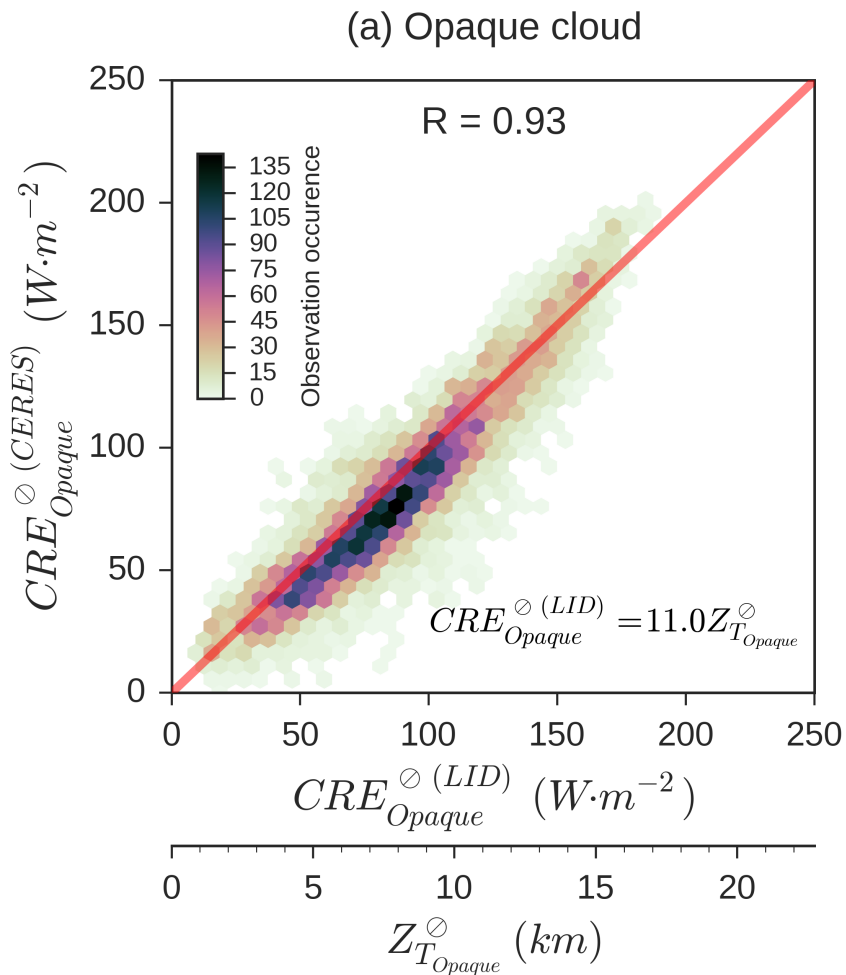


FIGURE C.7 : Comparaison entre le CRE observé et celui dérivé d'observations par lidar à l'échelle d'une empreinte au sol de CERES au-dessus d'un nuage opaque. Les résultats sont obtenus à partir d'observations colocalisées entre CERES (ordonnées) et CALIOP (abscisses). $CRE_{Opaque}^{\circ} (LID)$ est calculé à partir de l'équation (5.5). Seules les données de nuit au-dessus des océans non-glacés pour le mois de janvier 2008 sont considérées.

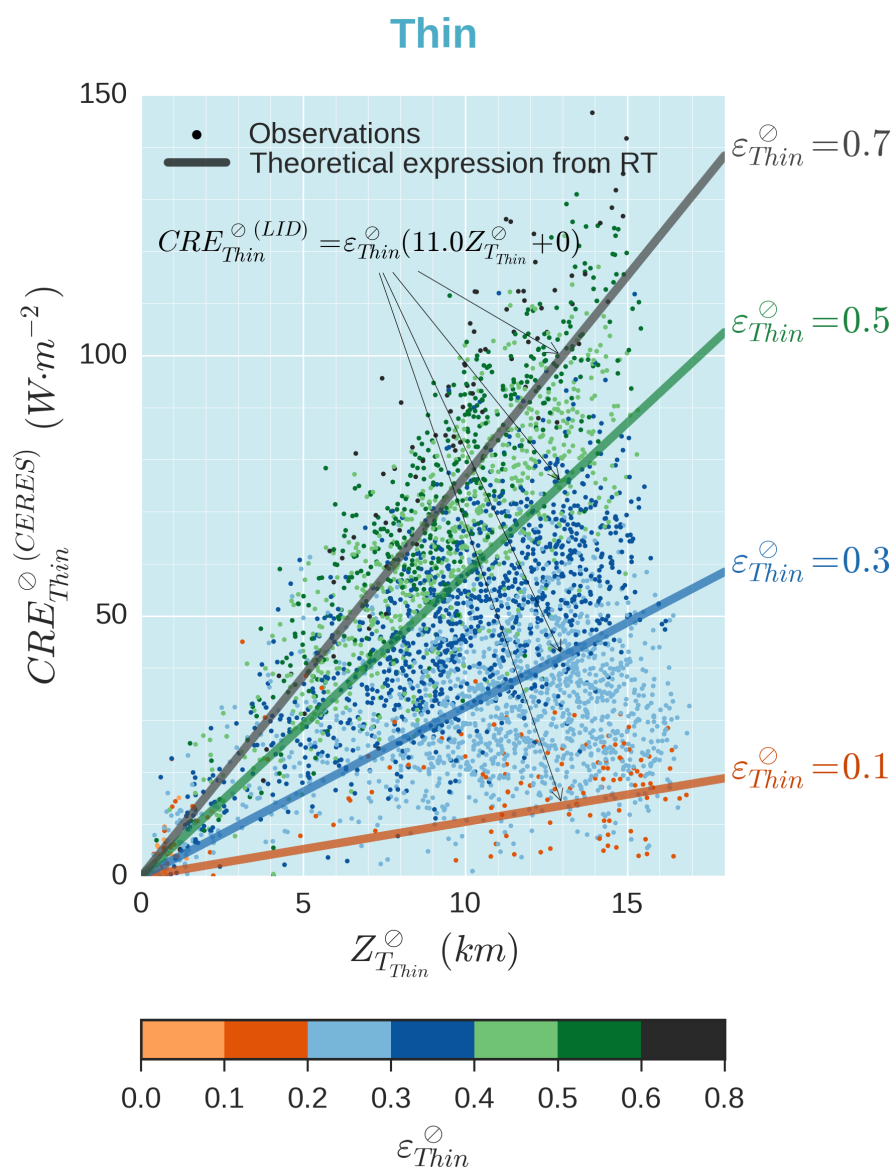


FIGURE C.8 : Comparaison entre le CRE observé au-dessus d'un nuage fin et celui dérivé d'observations par lidar à l'échelle d'une empreinte au sol de CERES en fonction de $Z_{T_{Thin}}^{\circ}$ et $\varepsilon_{Thin}^{\circ}$. Les résultats sont obtenus à partir d'observations colocalisées entre CERES (ordonnées) et CALIOP (abscisses). Les expressions théoriques sont issues de l'équation (5.6).



Annexe **D**

Publication I : *The link between outgoing longwave radiation and the altitude at which a spaceborne lidar beam is fully attenuated*

Article publié le 4 décembre 2017 dans la revue *Atmospheric Measurement Techniques*.

Citation : VAILLANT DE GUÉLIS, T., CHEPFER, H., NOEL, V., GUZMAN, R., DUBUISSON, P., WINKER, D. M., et KATO, S. (2017). « The link between outgoing longwave radiation and the altitude at which a spaceborne lidar beam is fully attenuated ». Dans : *Atmospheric Measurement Techniques* 10, p. 4659–4685. DOI : 10.5194/amt-10-4659-2017

Atmos. Meas. Tech., 10, 4659–4685, 2017
https://doi.org/10.5194/amt-10-4659-2017
© Author(s) 2017. This work is distributed under
the Creative Commons Attribution 3.0 License.



The link between outgoing longwave radiation and the altitude at which a spaceborne lidar beam is fully attenuated

Thibault Vaillant de Guélis¹, H el ene Chepfer¹, Vincent Noel², Rodrigo Guzman³, Philippe Dubuisson⁴, David M. Winker⁵, and Seiji Kato⁵

¹LMD/IPSL, Universit e Pierre et Marie Curie, Paris, France

²Laboratoire d'A erologie, CNRS, Toulouse, France

³LMD/IPSL, CNRS,  cole polytechnique, Palaiseau, France

⁴Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Universit  Lille, Lille, France

⁵NASA Langley Research Center, Hampton, Virginia, USA

Correspondence to: Thibault Vaillant de Gu elis (thibault.vaillant-de-guelis@lmd.polytechnique.fr)

Received: 13 April 2017 – Discussion started: 6 June 2017

Revised: 20 September 2017 – Accepted: 20 October 2017 – Published: 4 December 2017

Abstract. According to climate model simulations, the changing altitude of middle and high clouds is the dominant contributor to the positive global mean longwave cloud feedback. Nevertheless, the mechanisms of this longwave cloud altitude feedback and its magnitude have not yet been verified by observations. Accurate, stable, and long-term observations of a metric-characterizing cloud vertical distribution that are related to the longwave cloud radiative effect are needed to achieve a better understanding of the mechanism of longwave cloud altitude feedback. This study shows that the direct measurement of the altitude of atmospheric lidar opacity is a good candidate for the necessary observational metric. The opacity altitude is the level at which a spaceborne lidar beam is fully attenuated when probing an opaque cloud. By combining this altitude with the direct lidar measurement of the cloud-top altitude, we derive the effective radiative temperature of opaque clouds which linearly drives (as we will show) the outgoing longwave radiation. We find that, for an opaque cloud, a cloud temperature change of 1 K modifies its cloud radiative effect by 2 W m^{-2} . Similarly, the longwave cloud radiative effect of optically thin clouds can be derived from their top and base altitudes and an estimate of their emissivity. We show with radiative transfer simulations that these relationships hold true at single atmospheric column scale, on the scale of the Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) instantaneous footprint, and at monthly mean $2^\circ \times 2^\circ$ scale. Opaque clouds cover 35 % of the ice-free ocean and contribute to 73 % of the global mean

cloud radiative effect. Thin-cloud coverage is 36 % and contributes 27 % of the global mean cloud radiative effect. The link between outgoing longwave radiation and the altitude at which a spaceborne lidar beam is fully attenuated provides a simple formulation of the cloud radiative effect in the longwave domain and so helps us to understand the longwave cloud altitude feedback mechanism.

1 Introduction

Cloud feedbacks remain the main source of uncertainty in predictions of climate sensitivity (e.g., Dufresne and Bony, 2008; Vial et al., 2013; Webb et al., 2013; Caldwell et al., 2016). One reason for this uncertainty is that clouds simulated by climate models in the current climate exhibit large biases compared to observations (e.g., Zhang et al., 2005; Haynes et al., 2007; Chepfer et al., 2008; Williams and Webb, 2009; Marchand and Ackerman, 2010; Cesana and Chepfer, 2012, 2013; Kay et al., 2012; Nam et al., 2012; Klein et al., 2013), leading to low confidence in the cloud feedbacks predicted by the models.

To understand feedback mechanisms, it is useful to identify the fundamental variables driving the climate radiative response and then to decompose the overall radiative response as the sum of the individual responses due to changes in each of these variables. This classical feedback analysis has been frequently applied to outputs from numerical cli-

mate system simulations in order to estimate the effects of changes in water vapor, temperature lapse rate, clouds, and surface albedo on the overall climate radiative response (e.g., Cess et al., 1990; Le Treut et al., 1994; Watterson et al., 1999; Colman, 2003; Bony et al., 2006; Bates, 2007; Soden et al., 2008; Boucher et al., 2013; Sherwood et al., 2015; Rieger et al., 2016). Focusing only on the cloud feedback mechanisms, Zelinka et al. (2012a) and others used this approach to isolate the role of each of the fundamental cloud variables that contribute to the cloud radiative response: cloud cover, cloud optical depth or water phase (liquid or ice), and cloud altitude (or cloud temperature). The shortwave (SW) cloud feedback is primarily driven by changes in cloud cover and cloud optical depth, whereas the longwave (LW) cloud feedback is driven by changes in cloud cover, cloud optical depth, and cloud vertical distribution (e.g., Klein and Jakob, 1999; Zelinka et al., 2012b, 2013, 2016).

Using observations to verify the cloud feedback mechanisms simulated in climate models requires two steps: firstly, establishing a robust link between the observed fundamental cloud variables and the cloud radiative effect (CRE) at the top of the atmosphere (TOA), so that a change in a fundamental cloud variable can be unambiguously related to a change in the CRE at the TOA, and secondly, establishing an observational record of these fundamental cloud variables that is long enough, stable enough, and accurate enough to detect the cloud changes due to greenhouse gas forcing (Wielicki et al., 2013). Such records do not exist yet, but existing records might further our understanding (Klein and Hall, 2015).

This paper focuses on the LW cloud feedback. Current climate models consistently predict that cloud altitude change is the dominant contributor to the LW cloud feedback (Zelinka et al., 2016), consistent with many previous studies (e.g., Schneider, 1972; Cess, 1975; Hansen et al., 1984; Wetherald and Manabe, 1988; Cess et al., 1996; Hartmann and Larson, 2002). While models agree on the sign and the physical mechanism of the LW cloud altitude feedback, they predict different magnitudes. Simulations from the Coupled Model Intercomparison Project Phase 5 (CMIP5) suggest that upper tropospheric clouds will rise by 0.7 to 1.7 km, at all latitudes, in a warmer climate (+4 K). This is a significant change compared to the currently observed variability and means cloud altitude could be a more robustly observable signature of climate change than the CRE (Chepfer et al., 2014). Nevertheless, the LW cloud altitude feedback mechanism and its magnitude still remain to be confidently verified with observations, because (1) there is no simple, robust, and comprehensive mathematical formulation linking the observed fundamental cloud variables and the LW CRE at the TOA, and (2) there are no sufficiently accurate and stable observations of the vertical distribution of clouds over several decades.

A preliminary step toward observational constraints on LW cloud feedback would be to establish a robust link between the LW CRE at the TOA and a small number of fundamental cloud properties that can be both accurately ob-

served and simulated in climate models. In the SW, Taylor et al. (2007) defined such a simplified radiative transfer model by robustly expressing the SW CRE as a function of the cloud cover and the cloud optical depth. This linear relationship has been widely used for decomposing SW cloud feedbacks into contributions from changes in cloud cover and optical depth. Unlike the SW CRE, the LW CRE depends on a third variable, cloud vertical distribution, in addition to cloud cover and optical depth. This makes establishing a simple radiative transfer model that robustly expresses the CRE as a function of a limited number of properties more challenging in the LW than in the SW, as Taylor et al. (2007) and Yokohata et al. (2005) recognized.

Detailed information from active sensors has already been fed into comprehensive radiative transfer simulations to accurately compute the TOA and surface LW CRE in well-defined atmospheric conditions (e.g., Zhang et al., 2004; L'Ecuyer et al., 2008; Kato et al., 2011; Rose et al., 2013). Defining a simple linear formulation linking the LW CRE at the TOA to a limited number of cloud variables would be more directly useful for decomposing cloud climate feedbacks. This formulation, however, cannot utilize the detailed cloud vertical distribution but must be based on specific cloud levels that drive the LW CRE at the TOA. Further, these specific cloud levels must be accurately observable on a global scale from satellites.

Most of the cloud climatologies derived from space observations rely on passive satellites, which do not retrieve the detailed cloud vertical distribution and instead retrieve single-layer effective cloud heights, often summarized as cloud fraction in seven cloud-top pressure bins. Hartmann et al. (1992) used these pressure bins coupled with ranges of cloud optical depth to define different cloud types associated with different values of CRE. These cloud types have been used to analyze the interannual cloud record collected by the Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) (e.g., Zelinka and Hartmann, 2011; Zhou et al., 2013; Yue et al., 2017). Recently, Marvel et al. (2015) and Norris et al. (2016) analyzed data from the International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP) and the Pathfinder Atmospheres Extended (PATMOS-x) data sets in terms of these cloud types to search for trends in LW CRE which would be associated with changes in cloud properties.

Today, 10 years of satellite-borne active-sensor data collected by the Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization (CALIOP) from the Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations (CALIPSO; Winker et al., 2010) and the Cloud Profiling Radar (CPR) from CloudSat (Stephens et al., 2002) are available to provide a detailed and accurate view of cloud vertical distribution. Recently, Stephens et al. (2017) used combined passive- and active-sensor observations (2B-FLXHR-LIDAR product; Henderson et al., 2013) to rebuild cloud types similar to Hartmann et al. (1992). Stephens et al. (2017) found differences in the attribution of CRE to cloud type compared to Hartmann et

al. (1992), largely due to ambiguities of passive cloud-top height retrievals in the presence of optically thin and multi-layer clouds (e.g., Sherwood et al., 2004; Holz et al., 2008; Mace et al., 2011; Di Michele et al., 2013; Stubenrauch et al., 2013). Data from CALIOP and CloudSat can be used to build, for the first time, a simplified radiative transfer model that robustly expresses the LW CRE as a function of cloud cover, optical depth (or emissivity) and cloud altitude, and that can be tested against observations. In this paper, we summarize the vertical profiles of clouds observed by active sensors using three specific cloud levels that drive the LW CRE at the TOA and that can be accurately observed by spaceborne lidar: cloud-top altitude, cloud-base altitude, and the altitude of opacity, at which the lidar signal becomes fully attenuated within an opaque cloud. This altitude of opacity and the opaque-cloud cover are both observed by spaceborne lidar, and are strongly correlated to the LW CRE (Guzman et al., 2017), because emissions from layers located below the altitude of opacity have little influence on the outgoing LW radiation (OLR). Previous studies (Ramanathan, 1977; Wang et al., 2002) suggested that the link between the opaque-cloud temperature and the OLR is linear, which would be mathematically very convenient for the study of cloud feedbacks (derivatives), but these studies are limited to radiative transfer simulations only. We propose to build on these studies by adding spaceborne lidar information to obtain a simplified radiative transfer model in the LW domain that can give a highly accurate proxy for OLR with a small set of parameters available from both observations (space lidar) and models (space-lidar simulator). This approach is in contrast to reliance on 7×7 histograms (altitude \times optical depth) of cloud types from ISCCP and use of a matching radiative kernel. Moreover, a highly stable long-time observational record is essential for studying clouds and climate feedback (Wielicki et al., 2013), and current passive instruments have shown limited calibration stability over decadal timescales (e.g., Evan et al., 2007; Norris and Evan, 2015; Shea et al., 2017).

In Sect. 2 we present the data and methods used in this study. In Sect. 3 we define the radiative temperatures of opaque and thin clouds derived from combined lidar observations and reanalysis, and document them over the midlatitudes and the tropics. In Sect. 4 we use radiative transfer simulations to establish a simple expression of the OLR as a function of lidar cloud observations for opaque-cloud single columns and for thin-cloud (nonopaque) single columns, using clear-sky data from the Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) satellite instrument. We verify this relationship using CERES and CALIPSO observations, first collocated at the instantaneous 20 km scale, then monthly averaged on 2° latitude \times 2° longitude grids. In Sect. 5 we estimate the independent contributions to the LW CRE of optically opaque clouds and optically thin clouds. We then focus on the tropics and examine opaque- and thin-cloud CRE partitioned into regions of subsidence and deep convection.

Section 6 discusses the limits of the linear expression we propose, and concluding remarks are summarized in Sect. 7.

2 Data and method

2.1 Opaque- and thin-cloud observations by spaceborne lidar

Eight years (2008–2015) of CALIPSO observations are used in this study. The GCM-Oriented CALIPSO Cloud Product (GOCCP)–OPAQ (GOCCP v3.0; Guzman et al., 2017) has 40 vertical levels with 480 m vertical resolution. Every CALIOP single-shot profile – including multilayer profiles – is classified into one of three types (Fig. 1).

Clear-sky single column (brown, center) is entirely free of clouds: none of the 40 levels composing the atmospheric single column are flagged as “cloud” (cloud detection information in Chepfer et al., 2010).

Opaque-cloud single column (orange, right) contains a cloud in which the lidar is fully attenuated at an altitude termed $Z_{\text{opaque}}^{\text{I}}$. Full attenuation of the signal is reached at a visible optical depth of about 3 to 5 integrated from the TOA (Vaughan et al., 2009). This corresponds to a cloud LW emissivity of 0.8 to 0.9 if we consider that cloud particles do not absorb visible wavelengths and that scattering can be neglected in the LW domain. In GOCCP, such an opaque single column is identified by one level flagged as “z_opaque”. Like other variables identified by the superscript “I” in the rest of this paper, $Z_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ refers to a single column, i.e., a 1-D atmospheric column from the surface to the TOA where each altitude layer is uniformly filled with molecules and/or clouds. $Z_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ depends on the horizontal and vertical averaging used in the retrieval algorithm. It is also affected during the daytime by noise from the solar background. At 480 m vertical resolution, it depends weakly on the characteristics of the lidar.

Thin-cloud single column (brown and blue, left) contains one or more semi-transparent clouds. In GOCCP, this kind of single column is identified by at least one level flagged as “cloud”, but no level is flagged as “z_opaque”.

Figure 2 shows the global coverage of these three single column types on $2^\circ \times 2^\circ$ grids. Global mean opaque-cloud cover $C_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ is 35 %, thin-cloud cover $C_{\text{thin}}^{\text{I}}$ is 36 %, and the clear-sky cover $C_{\text{clear}}^{\text{I}}$ is 29 %. $C_{\text{opaque}}^{\text{I}}$, $C_{\text{thin}}^{\text{I}}$, and $C_{\text{clear}}^{\text{I}}$ refer to the $2^\circ \times 2^\circ$ grid box, like any variable identified by the superscript “I” in the rest of the paper. Opaque-cloud cover is very high at midlatitudes and, in the tropics, high occurrences clearly reveal regions of deep convection (warm pool, ITCZ) and stratocumulus regions at the eastern part of oceans. Thin-cloud cover is very homogeneous over all oceans, with slight maxima in some regions, near the warm pool. These results are discussed in Guzman et al. (2017).

Our study builds on the work of Guzman et al. (2017) by considering $Z_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ in terms of temperature rather than alti-

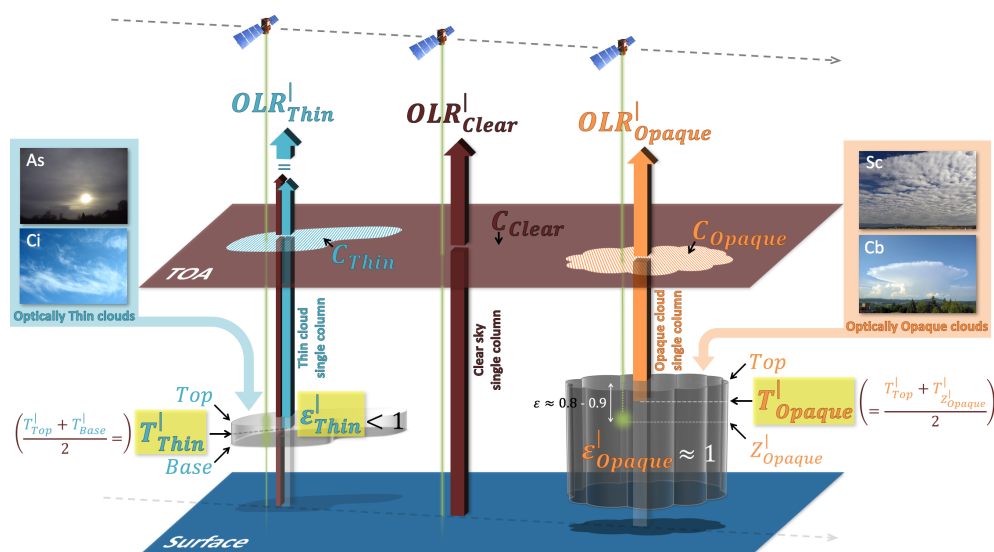


Figure 1. Partitioning of the atmosphere into three single column types thanks to the CALIOP lidar: (left) thin-cloud single column, when a cloud is detected in the lidar signal and the laser beam reaches the surface, (middle) clear-sky single column, when no cloud is detected, and (right) opaque-cloud single column, when a cloud is detected and the laser beam becomes fully attenuated at a level called Z_{opaque}^l . C , T , and ε account for cover, temperature, and emissivity. Variables highlighted in yellow are the key cloud properties, extracted from GOCCP–OPAQ, that drive OLR over thin-cloud and opaque-cloud single columns. The total gridded OLR will be computed from the three single column OLRs weighted by their respective cover: C_{thin} , C_{clear} , C_{opaque} .

tude, and by estimating an additional variable, the thin-cloud emissivity.

Temperatures $T_{Z_{\text{opaque}}^l}^l$, T_{top}^l , and T_{base}^l are respectively those at the altitudes of the level flagged as “z_opaque” (Z_{opaque}^l) and of the highest (Z_{top}^l) and lowest (Z_{base}^l) levels flagged as “cloud”, using temperature profiles from the NASA Global Modeling and Assimilation Office (GMAO) reanalysis (Suarez et al., 2005) provided in CALIOP level 1 data and also reported in GOCCP v3.0 data.

Thin-cloud emissivity $\varepsilon_{\text{thin}}^l$ of a thin-cloud single column is inferred from the attenuated scattering ratio of clear-sky layers measured by the lidar below the cloud. This is approximately equal to the apparent two-way transmittance through the cloud which, considering a fixed multiple-scattering factor $\eta = 0.6$, allows retrieval of the thin-cloud visible optical depth $\tau_{\text{thin}}^{\text{VIS}}$ (Garnier et al., 2015). As cloud particles are much larger than the wavelengths of visible and infrared light, and assuming there is no absorption by cloud particles in the visible domain, the thin-cloud LW optical depth $\tau_{\text{thin}}^{\text{LW}}$ is approximately half of $\tau_{\text{thin}}^{\text{VIS}}$ (Garnier et al., 2015). Finally, we retrieve the thin-cloud emissivity as $\varepsilon_{\text{thin}}^l = 1 - e^{-\tau_{\text{thin}}^{\text{LW}}}$. Emissivity of opaque clouds cannot be inferred and we assume they are approximately black bodies, i.e., $\varepsilon_{\text{opaque}}^l \approx 1$.

Our approach takes into account the possibility of multi-layer clouds within single columns: T_{top}^l and Z_{top}^l refer to the highest level of the highest cloud in the column and T_{base}^l and Z_{base}^l to the lowest level of the lowest cloud in the column. In

this case, $\varepsilon_{\text{thin}}^l$ is computed from the summed optical depth of all cloud layers in the column.

To avoid the effects of solar background noise, results presented in this paper are only for nighttime conditions. Furthermore, we only consider observations over oceans to avoid uncertainties due to the ground-temperature diurnal cycle over land. In order not to be influenced by major surface changes across seasons, we also removed all observations over sea ice from this study, based on sea ice fraction from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) ERA-Interim reanalysis (Berrisford et al., 2011).

2.2 Flux observations collocated with lidar cloud observations

The CERES radiometer, on board the Aqua satellite, measures the OLR at the location where the CALIOP lidar, on board the CALIPSO satellite, will fire 2 min and 45 s later. The instantaneous Single Scanner Footprint (SSF) of the CERES swath crossing the CALIPSO ground-track gives the OLR over atmospheric single columns sounded by the lidar. The CERES footprint has a ~ 20 km diameter, while the CALIOP lidar samples every 333 m along-track with a 90 m diameter footprint, meaning the lidar can sample up to 60 atmospheric single columns within a single CERES footprint. To collocate the GOCCP–OPAQ instant data and the CERES SSF measurements, we use the CALIPSO, Cloud-Sat, CERES, and MODIS merged product (C3M; Kato et al., 2011) which flags the instantaneous CERES SSF footprints

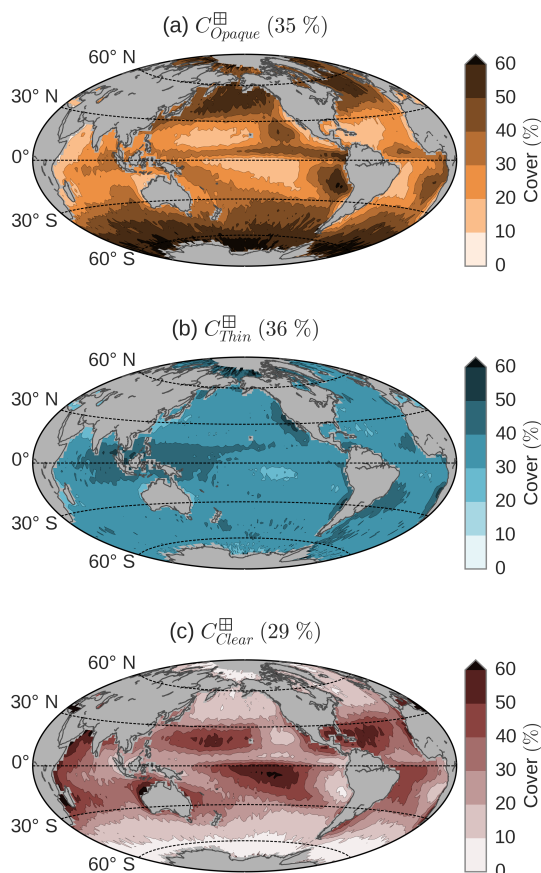


Figure 2. Maps of (a) opaque-cloud cover, (b) thin-cloud cover, and (c) clear-sky cover. Only nighttime over ice-free oceans for the 2008–2015 period is considered. Global mean values are given in parentheses.

where the CERES swath crosses the CALIPSO ground-track. For each of these flagged CERES SSF footprints, we matched, from geolocation information, all the GOCCP–OPAQ single columns falling into the CERES footprint. We consider that an atmospheric column with a CERES footprint base is an opaque (thin) cloud column if all matched single columns are declared as opaque (thin) cloud single column. We then use these opaque- and thin-cloud columns to validate the lidar-derived OLR.

From the C3M product, we also use the estimated clear-sky OLR of the instantaneous CERES SSF where the CERES swath crosses the CALIPSO ground-track. This estimated clear-sky OLR is computed from radiative transfer simulations using the synergistic information of the different instruments flying in the Afternoon Train (A-Train) satellite constellation. As C3M only covers the period when both CALIPSO and CloudSat are both fully operational (until April 2011), we also use the clear-sky OLR from $1^\circ \times 1^\circ$ gridded data monthly mean CERES Energy Balanced and Filled (EBAF) Edition 2.8 $1^\circ \times 1^\circ$ product (Loeb et al., 2009), which we average over $2^\circ \times 2^\circ$ grid boxes.

2.3 Radiative transfer computations

For all the radiative transfer computations needed in this study, we use the GAME radiative transfer code (Dubuisson et al., 2004) combined with mean sea surface temperature (SST) and atmospheric profiles of temperature, humidity and ozone extracted from the ERA-Interim reanalysis. GAME calculates the radiative flux and radiances over the total solar and infrared spectrum. The radiative transfer equation is solved using Discrete Ordinate Radiative Transfer (DISORT) method (Stamnes et al., 1988), and gaseous absorption is calculated from the k -distribution method. The code accounts for scattering and absorption by aerosol and clouds as well as interactions with gaseous absorption. GAME does not take into account cloud 3-D effects, and is based on the plane-parallel approximation. In this study, we use GAME to compute integrated OLR between 5 and $100 \mu\text{m}$.

3 Radiative temperatures of opaque and thin clouds derived from lidar cloud observations and reanalysis

We define in this section the radiative temperatures of opaque and thin clouds that can be derived from lidar measurements. The cloud radiative temperature corresponds to the equivalent radiative temperature of the cloud $T_{\text{rad}}^{\text{I}}$ such that the upward top of the cloud LW radiative flux emitted by the cloud with emissivity ε^{I} is $F_{\text{cloud}}^{\uparrow\text{LW}}(\text{cloud top}) = \varepsilon^{\text{I}} \sigma (T_{\text{rad}}^{\text{I}})^4$, where σ denotes the Stefan–Boltzmann constant. We present distributions of these cloud radiative temperatures derived from lidar measurements over the midlatitudes and the tropics.

3.1 Definition and approximations of the cloud radiative temperature

Considering an optically uniform cloud with a cloud total LW optical depth $\tau_{\text{cloud}}^{\text{LW}}$, and assuming a linearly increasing temperature from the cloud top to the cloud base, we can compute the upward LW radiative flux at the cloud top emitted by the cloud $F_{\text{cloud}}^{\uparrow\text{LW}}(\text{cloud top})$ using the radiative transfer equation (RTE) (see Appendix A). Solving the equation $F_{\text{cloud}}^{\uparrow\text{LW}}(\text{cloud top}) = \varepsilon^{\text{I}} \sigma (T_{\text{rad}}^{\text{I}})^4 = (1 - e^{-\tau_{\text{cloud}}^{\text{LW}}}) \sigma (T_{\text{rad}}^{\text{I}})^4$, we can infer the value of the equivalent radiative cloud temperature $T_{\text{rad}}^{\text{I}}$. Figure 3 shows $T_{\text{rad}}^{\text{I}}$ computed from RTE (green) as a function of $\tau_{\text{cloud}}^{\text{LW}}$. As $\tau_{\text{cloud}}^{\text{LW}}$ increases, $T_{\text{rad}}^{\text{I}}$ decreases and approaches the cloud-top temperature.

We approximate $T_{\text{rad}}^{\text{I}}$ for opaque clouds and thin clouds using straightforward formulations that can be derived from lidar cloud observations and reanalysis. For the opaque-cloud case (Fig. 1, right), the optically thick cloud completely absorbs upward LW radiative flux propagating from below. In this case, atmospheric layers below Z_{opaque} have little influ-

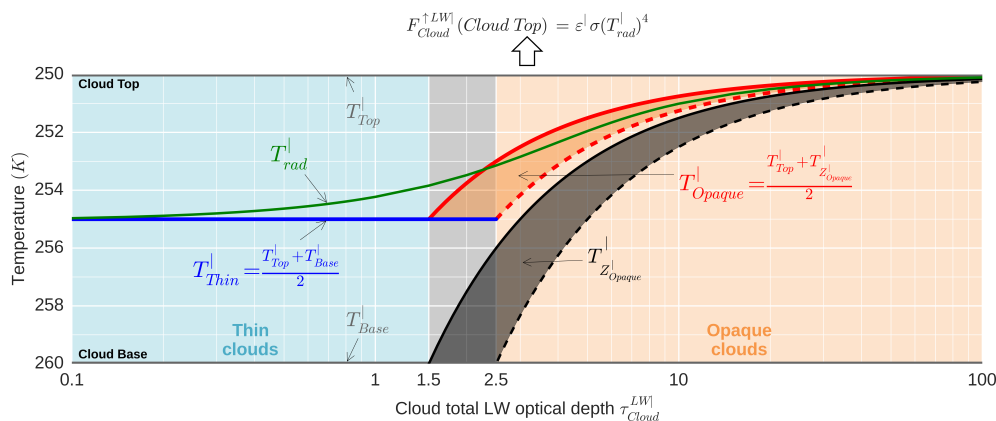


Figure 3. Comparison of (green) the cloud radiative temperature T_{rad}^l inferred from the RTE (see Appendix A) with the lidar definitions of (blue) the thin-cloud radiative temperature T_{thin}^l and (red) the opaque-cloud radiative temperature T_{opaque}^l , as a function of the cloud total LW optical depth τ_{cloud}^{LW} . Here, on an example with a fixed cloud-top temperature T_{top}^l at 250 K and a fixed cloud-base temperature T_{base}^l at 260 K. T_{rad}^l is obtained by computing the LW flux emitted by the cloud at the top $F_{cloud}^{\uparrow LW}$ (cloud top) from the RTE and solving $F_{cloud}^{\uparrow LW}$ (cloud top) = $\varepsilon^l \sigma (T_{rad}^l)^4$. Orange area defines opaque clouds, which in lidar observations have τ_{cloud}^{LW} greater than a limit situated between 1.5 to 2.5. Below this limit clouds are declared as thin clouds (blue area). Clouds with τ_{cloud}^{LW} between 1.5 and 2.5 could be either opaque or thin clouds (gray area).

ence on OLR_{opaque}^l . Therefore, OLR_{opaque}^l is mainly driven by an opaque-cloud radiative temperature defined as

$$T_{opaque}^l = \frac{T_{top}^l + T_{Z_{opaque}^l}^l}{2}. \quad (1)$$

For the thin-cloud case (Fig. 1, left), the cloud is translucent so that a part of the upward LW radiative flux emitted by the surface and cloud-free atmospheric layers underneath the cloud is transmitted through the cloud. In this case, OLR_{thin}^l depends on the surface temperature and surface emissivity, the temperature and humidity profiles below the cloud, the cloud emissivity ε_{thin}^l , and the thin-cloud radiative temperature defined as

$$T_{thin}^l = \frac{T_{top}^l + T_{base}^l}{2}. \quad (2)$$

T_{thin}^l ($\tau_{cloud}^{LW} < 1.5$, blue area in Fig. 3) and T_{opaque}^l ($\tau_{cloud}^{LW} > 2.5$, orange area) agree well with T_{rad}^l (deduced from RTE, green). Clouds with $1.5 < \tau_{cloud}^{LW} < 2.5$ (gray area) can be either thin or opaque clouds depending on the integrated LW optical depth at which Z_{opaque}^l will occur. In computing LW radiative flux, we assume the fixed cloud-top temperature T_{top}^l of 250 K and fixed cloud-base temperature T_{base}^l of 260 K. T_{opaque}^l depends on the integrated LW optical depth τ^{LW} from cloud top to Z_{opaque}^l . Since the equivalent visible optical depth τ^{VIS} to Z_{opaque}^l is between 3 and 5 (Vaughan et al., 2009), and $\tau^{LW} = \frac{1}{2} \tau^{VIS}$ (Chepfer et al., 2014), τ^{LW} is known to be between 1.5 and 2.5. This range of optical depth

values provides a range of possible values of $T_{Z_{opaque}^l}^l$ (black shadow area), and so a range of possible values of T_{opaque}^l (red shadow area).

Computations with other pairs of T_{top}^l and T_{base}^l temperatures (not shown) reveal that the relative vertical position of T_{rad}^l does not depend much on the cloud-top and -base temperatures. In other words, other pairs of T_{top}^l and T_{base}^l would produce almost the same figure as Fig. 3, only with the y axis temperature values changed. This means that the difference between T_{rad}^l and T_{thin}^l or between T_{rad}^l and T_{opaque}^l becomes larger as the difference between T_{top}^l and T_{base}^l increases. Generally, the error made by using specific values of T_{thin}^l and T_{opaque}^l in computing T_{rad}^l also depends on other cloud properties used in the computation, such as cloud inhomogeneity and cloud microphysics. However, this simple theoretical calculation shows that T_{thin}^l and T_{opaque}^l as defined above are good approximations of the cloud radiative temperature of the thin and opaque clouds. Considering a cloud with $\tau_{cloud}^{LW} > 5$ and 10 K between its base and top temperatures, this approximation leads to an error of the radiative temperature less than 2 K for a thin cloud and less than 1 K error for an opaque cloud.

These cloud radiative temperatures are fundamental for studying the LW CRE and are different from the effective radiating temperatures measured by passive instruments, which are influenced by radiation coming from below the cloud. In the case of opaque cloud, which completely absorbs upward LW radiative flux propagating from below, the effective radiating temperature measured by passive instruments should

agree with the cloud radiative temperature. However, this assumes the knowledge that the cloud is opaque, but cloud emissivity from passive measurements is also sensitive to hypothesis made on the clear-sky and surface property. Unlike passive measurements, lidar measurements robustly separate opaque clouds and thin clouds from the presence or absence of a surface echo (Guzman et al., 2017).

3.2 $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ and $T_{\text{thin}}^{\text{l}}$ retrieved from CALIOP observations during 2008–2015

For each cloudy single column observed by CALIOP, we derive $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ from $T_{\text{top}}^{\text{l}}$ and $T_{\text{Z}_{\text{opaque}}^{\text{l}}}$ using Eq. (1). We also derive $T_{\text{thin}}^{\text{l}}$ from $T_{\text{top}}^{\text{l}}$ and $T_{\text{base}}^{\text{l}}$ using Eq. (2). We then compute the probability density function (PDF) of $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ and $T_{\text{thin}}^{\text{l}}$ for three different regions: tropical ascending regions between $\pm 30^\circ$ latitude with monthly mean 500 hPa pressure vertical velocity $\omega_{500} < 0 \text{ hPa day}^{-1}$, tropical subsidence regions between $\pm 30^\circ$ latitude with monthly mean $\omega_{500} > 0 \text{ hPa day}^{-1}$ and the midlatitudes (north and south) between 65 and 30° S and between 30 and 65° N . To compute these PDFs, e.g., the PDF of $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ among opaque clouds, we first compute the PDF of $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ using all single columns on each $2^\circ \times 2^\circ$ grid box for the 2008–2015 period. Then, we compute the PDF with area-weighted average by region, weighting each $2^\circ \times 2^\circ$ grid box PDF by the ratio of the number of opaque single columns over the number of all single columns. We do this latter weighting in order to take into account sampling differences among the $2^\circ \times 2^\circ$ grid boxes.

Figure 4a shows the distributions of $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$. In tropical subsidence regions (green), 71 % of $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ are between 0 and 25° C with a maximum at 15° C . Because these clouds are almost as warm as the surface, they do not strongly affect the OLR compared to clear-sky conditions. These clouds are the marine boundary layer clouds present over the descending branches of the Hadley cells. In tropical ascending regions (red), $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ follows a bimodal distribution with few clouds warmer than 0° C (21 %) and most clouds between 0 and -80° C (79 %). These cold opaque clouds have a very strong local impact on the OLR, since they can be 100 K colder than the surface skin temperature. However, tropical ascending regions represent about only a fifth of the ocean between 65° S and 65° N , making their global contribution less striking. In the midlatitudes (purple), $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ are concentrated in a narrower range (20 to -60° C), with temperatures mostly between 10 and -30° C . The local radiative effect of these opaque clouds is weaker than the effect if they were in tropical ascending regions. Midlatitudes are, however, a large area (43 % of the ocean surface between 65° S and 65° N) and the cover of opaque clouds is large (Fig. 2a). So, their contribution to the global CRE is expected to be large.

The radiative temperature of opaque clouds $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ is based on the key new lidar information $Z_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ (Eq. 1). Fig-

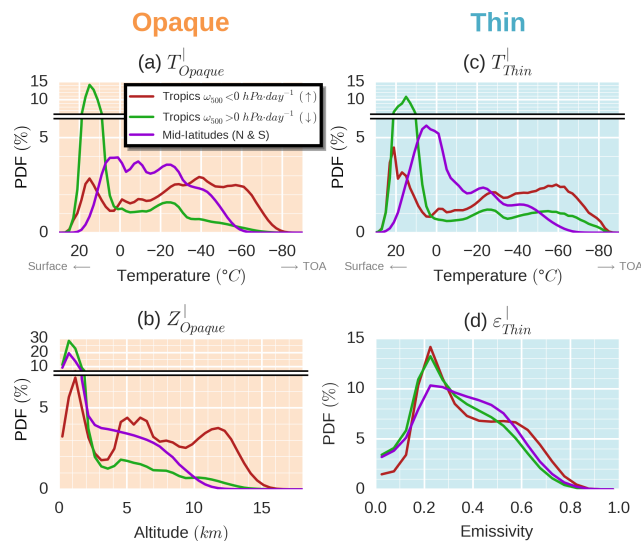


Figure 4. Observed distributions of (a) $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ among opaque clouds, (b) $Z_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ among opaque clouds, (c) $T_{\text{thin}}^{\text{l}}$ among thin clouds, and (d) $\epsilon_{\text{thin}}^{\text{l}}$ among thin clouds in three regions: (red) the tropical ascendance [30° S – 30° N] (monthly mean $\omega_{500} < 0 \text{ hPa day}^{-1}$), (green) the tropical subsidence [30° S – 30° N] (monthly mean $\omega_{500} > 0 \text{ hPa day}^{-1}$) and (purple) the mid-latitudes [30 – 65°]. These regions represent respectively 22, 35, and 43 % of the $\pm 65^\circ$ ocean surface. Only nighttime over ice-free oceans for the 2008–2015 period is considered.

ure 4b shows that $Z_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ is low for all regions, near 1 km altitude, especially in subsidence regions. $Z_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ are sometimes between 2 and 8 km in the midlatitude storm track regions. In tropical ascending regions, the PDF is trimodal, with its lowest peak around 1 km associated with boundary layer clouds and highest peak around 12 km associated with deep convection systems. The middle mode, near 5 km, might be due to developing convective clouds or middle altitude clouds. Since $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ also depends on $Z_{\text{top}}^{\text{l}}$, distributions of the distance between cloud top and $Z_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ are given in Fig. B1a (Appendix B).

The radiative temperature of thin clouds $T_{\text{thin}}^{\text{l}}$ is mostly warmer than 0° C in tropical subsidence regions (Fig. 4c). $T_{\text{thin}}^{\text{l}}$ colder than -40° C occurs more frequently than $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ colder than -40° C , suggesting high-altitude optically thin cirrus from detrainments of anvil clouds being generated in adjacent convective regions. In tropical ascending regions, the “warm” mode of the bimodal distributions of $T_{\text{thin}}^{\text{l}}$ is more populated and warmer than that of $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$. The main mode of $T_{\text{thin}}^{\text{l}}$ in the midlatitudes is also warmer than that of $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$. Warmer cloud temperatures, implying smaller CREs, reinforce the importance of the role of the opaque clouds versus thin clouds in the total CRE. Distributions of the distance between top and base for thin clouds are given in Fig. B1b (Appendix B).

Because the radiative impact of thin clouds will also depend on cloud emissivity, we also compute the distributions of $\varepsilon_{\text{thin}}^{\text{I}}$ (Fig. 4d). For all regions, the maximum occurs around 0.25: emissivities of thin clouds are usually small, so they have little impact on the OLR and hence their contribution to CRE should be significantly smaller than that of opaque clouds.

4 Outgoing longwave radiation derived from lidar cloud observations

In this section, we express the OLR as a function of cloud properties derived from lidar observations ($T_{\text{opaque}}^{\text{I}}$, $T_{\text{thin}}^{\text{I}}$, and $\varepsilon_{\text{thin}}^{\text{I}}$). We evaluate this relationship with observations at an instantaneous 20 km footprint scale, using high spatial resolution collocated satellite-borne broadband radiometer and lidar data. We also evaluate the relationship at a monthly mean 2° latitude \times 2° longitude gridded scale.

4.1 Linear relationship deduced from radiative transfer simulations over a single cloudy column

The goal of this subsection is to establish a simple and robust relationship between (1) the OLR over an opaque-cloud single column $\text{OLR}_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ and the radiative temperature $T_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ and, (2) the OLR over a thin-cloud single column $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\text{I}}$ and the radiative temperature $T_{\text{thin}}^{\text{I}}$ and the thin-cloud emissivity $\varepsilon_{\text{thin}}^{\text{I}}$.

1. For an opaque-cloud single column, we computed $\text{OLR}_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ using direct radiative transfer computations, for various atmospheres containing an opaque cloud with variable altitude and vertical extent. The cloud is represented by a cloud layer with emissivity equal to 1 at $Z_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ topped with optically uniform cloud layers with vertically integrated visible optical depth equal to 3.2, which corresponds to $\varepsilon \approx 0.8$. Dots in Fig. 5a show the obtained $\text{OLR}_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ as a function of $T_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ for tropical atmosphere conditions. Linear regression (solid line) leads to

$$\text{OLR}_{\text{opaque}}^{\text{(LID)}} = 2.0T_{\text{opaque}}^{\text{I}} - 310, \quad (3)$$

where $\text{OLR}_{\text{opaque}}^{\text{(LID)}}$ is expressed in W m^{-2} and $T_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ in K. So, when $T_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ decreases by 1 K (e.g., if the opaque cloud rises up), then the OLR decreases by 2 W m^{-2} . This linear relationship, initially pointed out by Ramanathan (1977), has a slope which is consistent with a previous work that found $2.24 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (Wang et al., 2002, using the radiative transfer model of Fu and Liou, 1992, 1993, and the analysis of Kiehl, 1994). Conducting the same linear regression on very different atmospheric conditions (from tropical to polar) gives similar coefficients. This means that $\text{OLR}_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ depends mainly

on $T_{\text{opaque}}^{\text{I}}$. This remarkable result demonstrates that a cloud property driving the OLR can be derived from spaceborne lidar measurement. Differences between the computed OLR and the black body emission (dashed line in Fig. 5a) represent the extinction effect of the atmospheric layers above the cloud.

2. For a thin-cloud single column, we can consider that $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\text{I}}$ is composed of two parts (Fig. 1). The first part, coming from the LW flux emitted by the cloud, can be expressed in the same way as Eq. (3) using $T_{\text{thin}}^{\text{I}}$ instead of $T_{\text{opaque}}^{\text{I}}$, and weighted by the thin-cloud emissivity $\varepsilon_{\text{thin}}^{\text{I}}$. The second part is equal to the OLR over a clear-sky single column $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\text{I}}$ (the same single column without the cloud) multiplied by the cloud transmissivity $(1 - \varepsilon_{\text{thin}}^{\text{I}})$:

$$\text{OLR}_{\text{thin}}^{\text{(LID)}} = \varepsilon_{\text{thin}}^{\text{I}} (2.0T_{\text{thin}}^{\text{I}} - 310) + (1 - \varepsilon_{\text{thin}}^{\text{I}}) \text{OLR}_{\text{clear}}^{\text{I}}, \quad (4)$$

where $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\text{(LID)}}$ and $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\text{I}}$ are expressed in W m^{-2} and $T_{\text{thin}}^{\text{I}}$ in K. In order to evaluate this expression and to examine the dependence of $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\text{I}}$ to $T_{\text{thin}}^{\text{I}}$ and $\varepsilon_{\text{thin}}^{\text{I}}$, we computed $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\text{I}}$ using direct radiative transfer computations for various atmospheres containing a thin cloud (represented by optically uniform cloud layers with integrated emissivities equal to $\varepsilon_{\text{thin}}^{\text{I}}$) with different altitudes, vertical extents, and emissivities. Dots in Fig. 5b show the resulting $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\text{I}}$ as a function of $T_{\text{thin}}^{\text{I}}$ for four different values of $\varepsilon_{\text{thin}}^{\text{I}}$ in tropical atmosphere conditions. We compare these results with the linear expression of Eq. (4) (solid lines), in which $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\text{I}}$ is computed for a single column without cloud. The theoretical formulation agrees quite well with the different simulations. This formulation seems to overestimate $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\text{I}}$ (up to $+10 \text{ W m}^{-2}$) in many cases. Reasons for it are discussed in Sect. 6.

4.2 Evaluation of the linear relationship using observations at instantaneous CERES footprint scale

We evaluate the robustness of the OLR expressions (Eqs. 3 and 4) at the resolution of a CERES footprint ($\sim 20 \text{ km}$) using CERES measurements and cloud properties derived from collocated CALIOP observations $T_{\text{opaque}}^{\text{O}}$, $T_{\text{thin}}^{\text{O}}$ and $\varepsilon_{\text{thin}}^{\text{O}}$. For this purpose, we apply Eqs. (3) and (4) using $T_{\text{opaque}}^{\text{O}}$, $T_{\text{thin}}^{\text{O}}$, $\varepsilon_{\text{thin}}^{\text{O}}$ and the estimated OLR over the scene without the clouds $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\text{O}}$ is given by C3M. $T_{\text{opaque}}^{\text{O}}$, $T_{\text{thin}}^{\text{O}}$, and $\varepsilon_{\text{thin}}^{\text{O}}$ refer to an atmospheric column with a CERES footprint base (identified by the superscript “O”) and are obtained by averaging all $T_{\text{opaque}}^{\text{I}}$, $T_{\text{thin}}^{\text{I}}$, and $\varepsilon_{\text{thin}}^{\text{I}}$ within the CERES footprint. $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\text{O}}$,

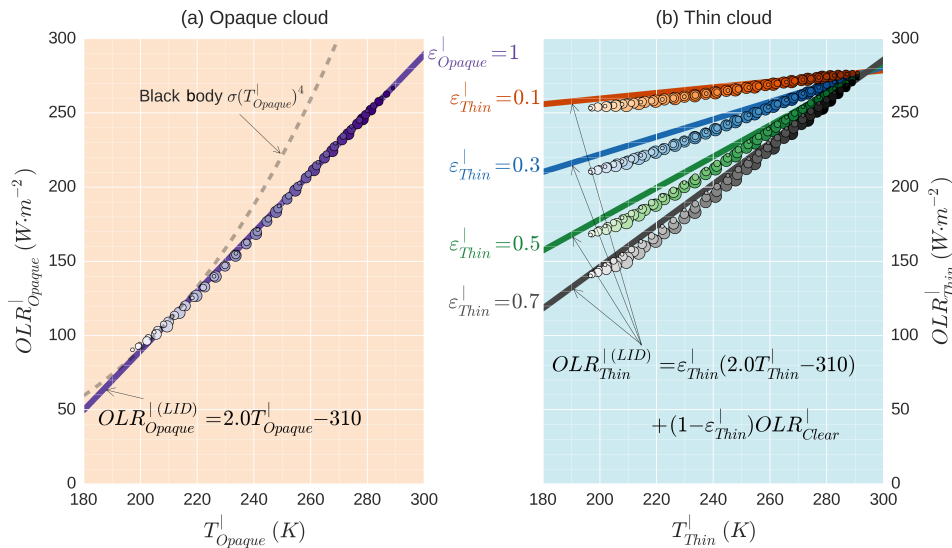


Figure 5. Relationship between the OLR and the cloud radiative temperature from radiative transfer computations: (a) over an opaque-cloud single column and (b) over a thin-cloud single column. Direct radiative transfer computations are shown in dots. Solid lines represent the linear relationships inferred from a regression on dots in the opaque case and applied to the thin-cloud case according to Eq. (4). For a fixed value of cloud emissivity (dots colors; 1 [purple] for opaque clouds and 0.1 [reds], 0.3 [blues], 0.5 [greens], 0.7 [greys] for thin clouds), the linear relationship does not depend on the cloud altitudes (dots light intensity; 0 km [dark] – 16 km [bright]) or geometrical thickness (dots size; 1 km [small] – 5 km [large]). Results shown here use the year 2008 mean thermodynamic atmospheric variables over the tropics [30° S–30° N] from ERA-I reanalysis.

OLR_{opaque}° , and OLR_{thin}° refer to atmospheric columns with a CERES footprint base.

Figure 6 compares lidar-derived and observed OLR during January 2008. Figure 6a compares the OLR_{opaque}° measured by CERES over footprints entirely covered by an opaque cloud, with the $OLR_{opaque}^{\circ(LID)}$ computed from T_{opaque}° using Eq. (3). We see a very strong correlation between observed and computed OLR ($R = 0.95$). This confirms that the OLR over an opaque cloud is linearly dependent on T_{opaque}° , and that it is possible to derive a cloud property which is proportional to the OLR from the lidar measurement. Monitoring T_{opaque}° in the long-term should provide important information for a better understanding of the LW cloud feedback mechanism.

Figure 6b is the same as Fig. 6a but only CERES footprints entirely covered by a thin cloud are used. $OLR_{thin}^{\circ(LID)}$, computed from T_{thin}° , $\varepsilon_{thin}^{\circ}$, and OLR_{clear}° using Eq. (4), correlates well with OLR_{thin}° ($R = 0.89$), but the regression line slightly differs from the identity line. Possible reasons for disagreements between both values are discussed in Sect. 6. These same results are also shown as a function of T_{thin}° and $\varepsilon_{thin}^{\circ}$ in Fig. E1 for a fixed value of OLR_{clear}° (we selected measurements where $OLR_{clear}^{\circ} \in [275, 285] \text{ W m}^{-2}$) in order to show the effect of those two cloud properties on OLR_{thin}° .

The same evaluation performed with July 2008 data (not shown) gives similar results, with $R = 0.96$ for opaque clouds and $R = 0.90$ for thin clouds.

4.3 Evaluation of the linear relationship using observations at monthly mean $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ gridded scale

We first compute the monthly mean gridded total OLR from gridded lidar cloud properties:

$$OLR_{total}^{\boxplus(LID)} = C_{clear}^{\boxplus} OL R_{clear}^{\boxplus} + C_{opaque}^{\boxplus} OL R_{opaque}^{\boxplus(LID)} + C_{thin}^{\boxplus} OL R_{thin}^{\boxplus(LID)}, \quad (5)$$

where C_{clear}^{\boxplus} , C_{opaque}^{\boxplus} , and C_{thin}^{\boxplus} are the monthly mean covers (Figs. 1, 2): the ratio between the number of a specific kind of single column and the total number of single columns that fall into the grid box during a month. $OLR_{opaque}^{\boxplus(LID)}$ is computed from T_{opaque}^{\boxplus} using Eq. (3), and $OLR_{thin}^{\boxplus(LID)}$ is computed from T_{thin}^{\boxplus} , $\varepsilon_{thin}^{\boxplus}$, and OLR_{clear}^{\boxplus} using Eq. (4). T_{opaque}^{\boxplus} , T_{thin}^{\boxplus} , and $\varepsilon_{thin}^{\boxplus}$ are obtained by averaging respectively all T_{opaque}° , T_{thin}° , and $\varepsilon_{thin}^{\circ}$ within the $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ box.

We then evaluate the lidar-derived $OLR_{total}^{\boxplus(LID)}$ against the CERES measurements $OLR_{total}^{\boxplus(CERES)}$. To do so, we computed the 2008–2010 mean $OLR_{total}^{\boxplus(LID)}$ from Eq. (5) using OLR_{clear}^{\boxplus} from C3M and compared it with the one measured by CERES–Aqua. Figure 7 shows the comparison between the computed $OLR_{total}^{\boxplus(LID)}$ (Fig. 7a) and the

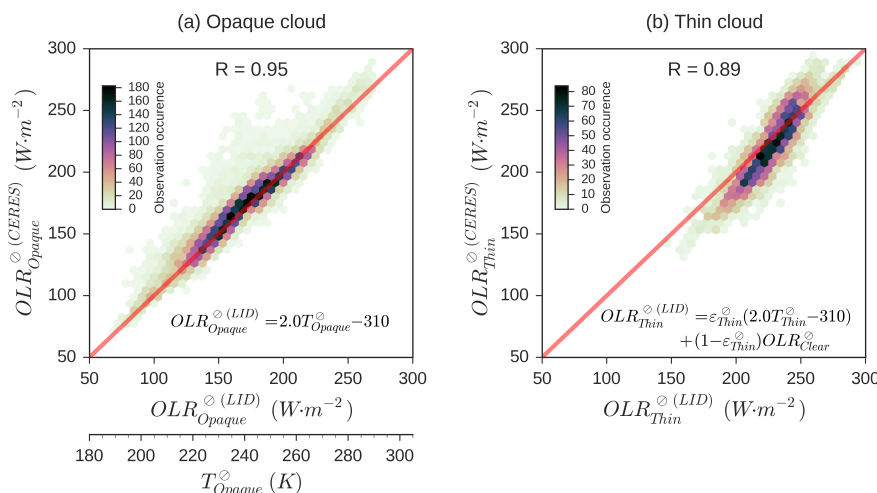


Figure 6. Comparison between observed and lidar-derived OLR at CERES footprint scale: **(a)** over opaque-cloud single columns and **(b)** over thin-cloud single columns. Results obtained from CERES (y axis) and CALIOP (x axis) collocated measurements. $OLR_{opaque}^{\odot(LID)}$ and $OLR_{thin}^{\odot(LID)}$ are computed using Eqs. (4) and (5). Only nighttime conditions over ice-free oceans for January 2008 are considered. R is the correlation coefficient.

measured $OLR_{total}^{\boxplus(CERES)}$ (Fig. 7b). We first note the agreement of OLR patterns. Figure 7c shows the difference between those two maps. The global mean difference is -0.1 W m^{-2} : $OLR_{total}^{\boxplus(LID)}$ very slightly underestimates the observed $OLR_{total}^{\boxplus(CERES)}$. The zonal mean differences (not shown) are mostly lower than 2 W m^{-2} and never exceed 5 W m^{-2} . Locally, we note a lack of OLR over the warm pool, the intertropical convergence zone (ITCZ) and the stratocumulus regions off the western coast of continents (up to $6\text{--}8 \text{ W m}^{-2}$) and an excess of OLR over latitudes beyond 50° N or 40° S (up to $4\text{--}6 \text{ W m}^{-2}$). As C3M only covers through April 2011, but we aim to use this framework on long time-series observations, we replace OLR_{clear}^{\boxplus} from C3M with OLR_{clear}^{\boxplus} from CERES-EBAF in the rest of this paper. Using OLR_{clear}^{\boxplus} from C3M instead of CERES-EBAF increases the global mean $OLR_{total}^{\boxplus(LID)}$ by 0.6 W m^{-2} (Fig. E2) for reasons discussed in Sect. 6.

5 Contributions of opaque clouds and thin clouds to the cloud radiative effect

In the previous section, we found a linear relationship between OLR_{opaque} and T_{opaque} on different scales. The relationship for thin clouds, though quite simple, is not linear and agrees less with observations than with opaque clouds. In this section, we evaluate the contributions of opaque clouds and thin clouds to the total CRE.

5.1 Partitioning cloud radiative effect into opaque CRE and thin CRE

Using Eq. (5), we can decompose the total CRE at the TOA, computed from lidar observations, in opaque- and thin-cloud contributions:

$$\begin{aligned} CRE_{total}^{\boxplus(LID)} &= OLR_{clear}^{\boxplus} - OLR_{total}^{\boxplus(LID)} \\ &= \underbrace{C_{opaque}^{\boxplus} \left(OLR_{clear}^{\boxplus} - OLR_{opaque}^{\boxplus(LID)} \right)}_{CRE_{opaque}^{\boxplus(LID)}} \\ &\quad + \underbrace{C_{thin}^{\boxplus} \left(OLR_{clear}^{\boxplus} - OLR_{thin}^{\boxplus(LID)} \right)}_{CRE_{thin}^{\boxplus(LID)}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Thereby, using Eq. (3), we can express $CRE_{opaque}^{\boxplus(LID)}$ as a function of C_{opaque}^{\boxplus} , T_{opaque}^{\boxplus} , and OLR_{clear}^{\boxplus} :

$$CRE_{opaque}^{\boxplus(LID)} = C_{opaque}^{\boxplus} \left(OLR_{clear}^{\boxplus} - 2.0T_{opaque}^{\boxplus} + 310 \right), \quad (7)$$

where $CRE_{opaque}^{\boxplus(LID)}$ and OLR_{clear}^{\boxplus} are expressed in W m^{-2} and T_{opaque}^{\boxplus} in K.

Using Eq. (4), we can express $CRE_{thin}^{\boxplus(LID)}$ as a function of C_{thin}^{\boxplus} , T_{thin}^{\boxplus} , $\varepsilon_{thin}^{\boxplus}$, and OLR_{clear}^{\boxplus} :

$$CRE_{thin}^{\boxplus(LID)} = C_{thin}^{\boxplus} \varepsilon_{thin}^{\boxplus} \left(OLR_{clear}^{\boxplus} - 2.0T_{thin}^{\boxplus} + 310 \right), \quad (8)$$

where $CRE_{thin}^{\boxplus(LID)}$ and OLR_{clear}^{\boxplus} are expressed in W m^{-2} and T_{thin}^{\boxplus} in K.

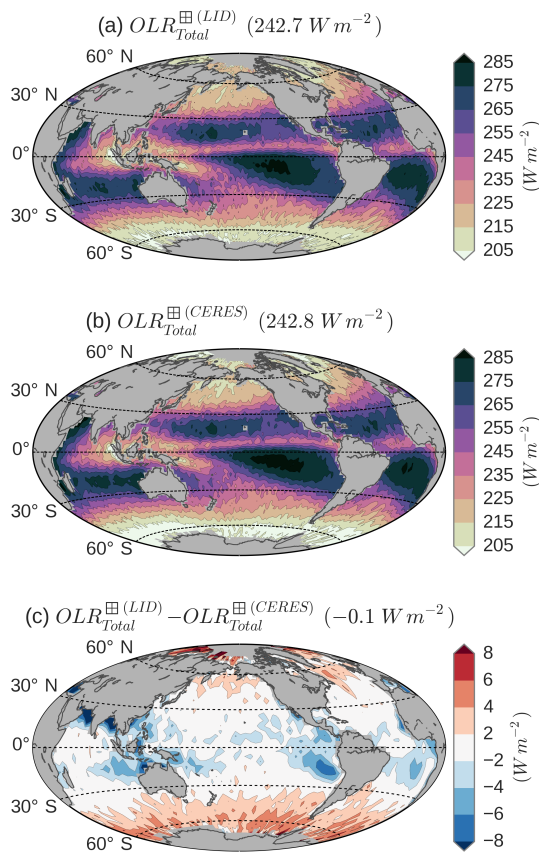


Figure 7. Comparison between observed and lidar-derived OLR at $2^\circ \times 2^\circ$ gridded scale: (a) derived from CALIOP observations and (b) measured by CERES–Aqua. (c) is (a) minus (b). Only nighttime conditions over ice-free oceans for the 2008–2010 period are considered. Global mean values are given in parentheses.

5.2 Global means of the opaque-cloud CRE and the thin-cloud CRE

Figure 8 shows the zonal mean observations of the five cloud properties ($C_{\text{opaque}}^{\boxplus}$, $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$, $C_{\text{thin}}^{\boxplus}$, $T_{\text{thin}}^{\boxplus}$, and $\varepsilon_{\text{thin}}^{\boxplus}$). Over the subsidence branches of the Hadley cell, around 20° S and 20° N, $C_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ is minimum (Fig. 8a), $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $T_{\text{thin}}^{\boxplus}$ are warm (Fig. 8b, temperatures in y axis oriented downward) and $\varepsilon_{\text{thin}}^{\boxplus}$ is minimum (Fig. 8c). So, we do not expect a large contribution to the CRE from these regions. In contrast, the intertropical convergence zone (ITCZ) corresponds to local maxima of opaque- and thin-cloud covers, extremely cold $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $T_{\text{thin}}^{\boxplus}$ and a maximum of $\varepsilon_{\text{thin}}^{\boxplus}$. A large CRE is therefore expected from this region. There are always more opaque clouds than thin clouds in the extratropics (beyond 30° latitude) and they are colder than the thin clouds. It is the opposite in the tropical belt: there are always more thin clouds than opaque clouds, and those are slightly warmer. This suggests that the relative contribution of the thin clouds to the CRE is larger in the tropics than in the rest of the globe. This should not be very dependent on a specific year since

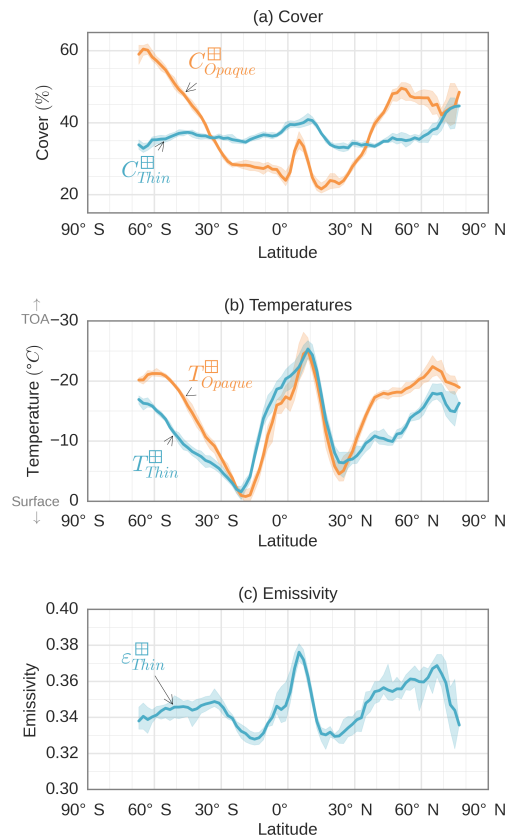


Figure 8. Zonal mean observations: (a) $C_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $C_{\text{thin}}^{\boxplus}$, (b) $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ among opaque clouds and $T_{\text{thin}}^{\boxplus}$ among thin clouds and (c) $\varepsilon_{\text{thin}}^{\boxplus}$ among thin clouds. Only nighttime conditions over ice-free oceans for the 2008–2015 period are considered. Shaded areas represent the envelope (max to min) including interannual variations.

the interannual variations of these five cloud properties (represented by the shaded areas) are very small compared to the zonal differences.

Figure 9 shows that opaque clouds contribute the most (73 %) to the total CRE. We can also note that the zonal variations of $\text{CRE}_{\text{opaque}}^{\boxplus(\text{LID})}$, and so approximately the variations of $\text{CRE}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$ (black line), can be explained by the zonal variations of $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $C_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ (Fig. 8a, b). For example, the absolute maximum CRE at 5° N ($\sim 44 \text{ W m}^{-2}$) is associated with a large cover and low temperature of opaque clouds. As suggested earlier, the relative contribution of thin clouds ($\text{CRE}_{\text{thin}}^{\boxplus(\text{LID})}/\text{CRE}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$, Fig. 9b) is larger in the tropics, approximately twice as large below 30° (up to 40 %) than beyond those latitudes.

Figure 10 shows the same CRE partitioning on maps. The similarity of patterns between total CRE (Fig. 10a) and the opaque clouds CRE contribution (Fig. 10b) is obvious, showing again that opaque clouds mostly drive the CRE. The contribution of thin clouds to the CRE (Fig. 10c) is quite large between 20° S and 20° N in the Indian Ocean and the western

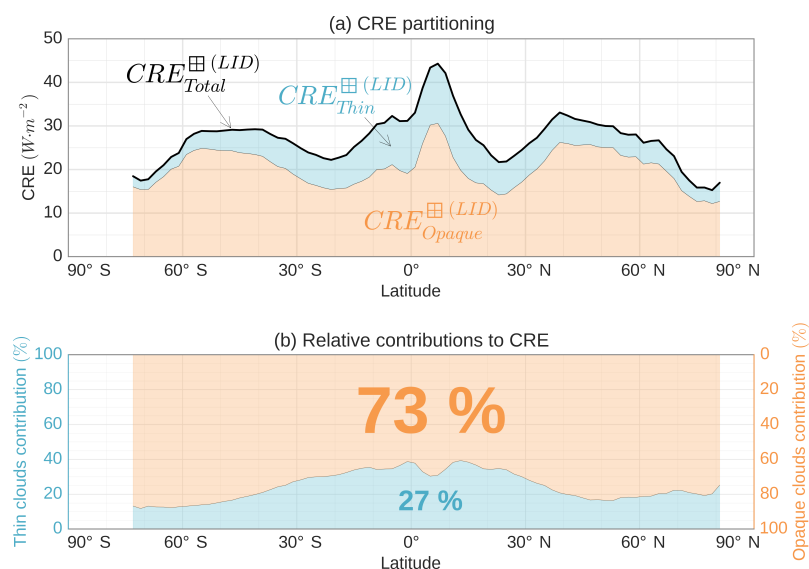


Figure 9. (a) Partitioning of total CRE into opaque CRE and thin CRE. (b) Ratios of the opaque and thin CRE to the total CRE. Only nighttime conditions over ice-free oceans for the 2008–2015 period are considered.

Pacific Ocean, especially all around Indonesia, where C_{thin}^{\square} (Fig. 2b) is maximum and T_{thin}^{\square} minimum (not shown).

Globally, the predominance of $CRE_{opaque}^{\square(LID)}$ is obvious since it represents nearly three-quarters of the total $CRE_{total}^{\square(LID)}$. Thereby, the cloud property T_{opaque}^{\square} inferred from lidar observations and linearly linked to OLR_{opaque}^{\square} should be a very good candidate for constraining LW cloud feedbacks, since thin clouds only account for 27% of $CRE_{total}^{\square(LID)}$. However, since the OLR expression above thin clouds is almost as good as for opaque clouds, it could also be used in a future work to quantify the impact of changes in C_{thin}^{\square} , T_{thin}^{\square} , and $\varepsilon_{thin}^{\square}$ on the variations of $CRE_{thin}^{\square(LID)}$.

5.3 Tropical opaque-cloud CRE and thin-cloud CRE in dynamical regimes

Figure 11 shows the cloud properties as a function of dynamical regime in the tropics (PDF according to the 500 hPa pressure velocity is given Fig. 11h). In tropical convection ($\omega_{500} < 0$ hPa day⁻¹), C_{opaque}^{\square} is strongly driven by the velocity of ascending air (25 to 45% increase from 0 to -100 hPa day⁻¹), whereas C_{thin}^{\square} seems to be poorly dependent on it, with an almost constant cover around 40%. In subsidence, the mean C_{opaque}^{\square} also increases when the air descending velocity is larger but with a wide range of variation from month to month (Fig. 11a). More strikingly, T_{opaque}^{\square} and T_{thin}^{\square} (Fig. 11b) vary linearly with ω_{500} , with a small variability from month to month. T_{opaque}^{\square} and T_{thin}^{\square} linearly decrease from 20 to -100 hPa day⁻¹ from approximately 5 to -35 °C and are constant between 20 and 70 hPa day⁻¹ at 5 °C. This suggests that, locally, T_{opaque}^{\square} and T_{thin}^{\square} are invariant in each

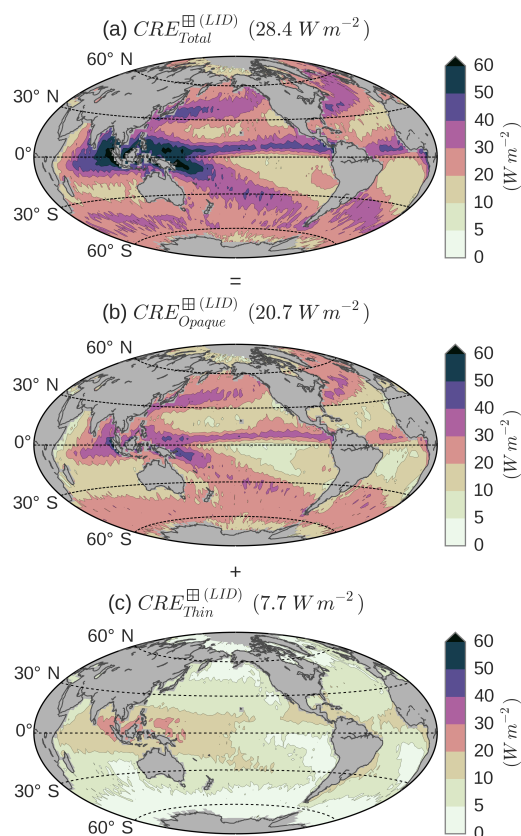


Figure 10. Maps of (a) the total CRE (b) the opaque CRE and (c) the thin CRE. Only nighttime conditions over ice-free oceans for the 2008–2015 period are considered. Global mean values are given in parentheses.

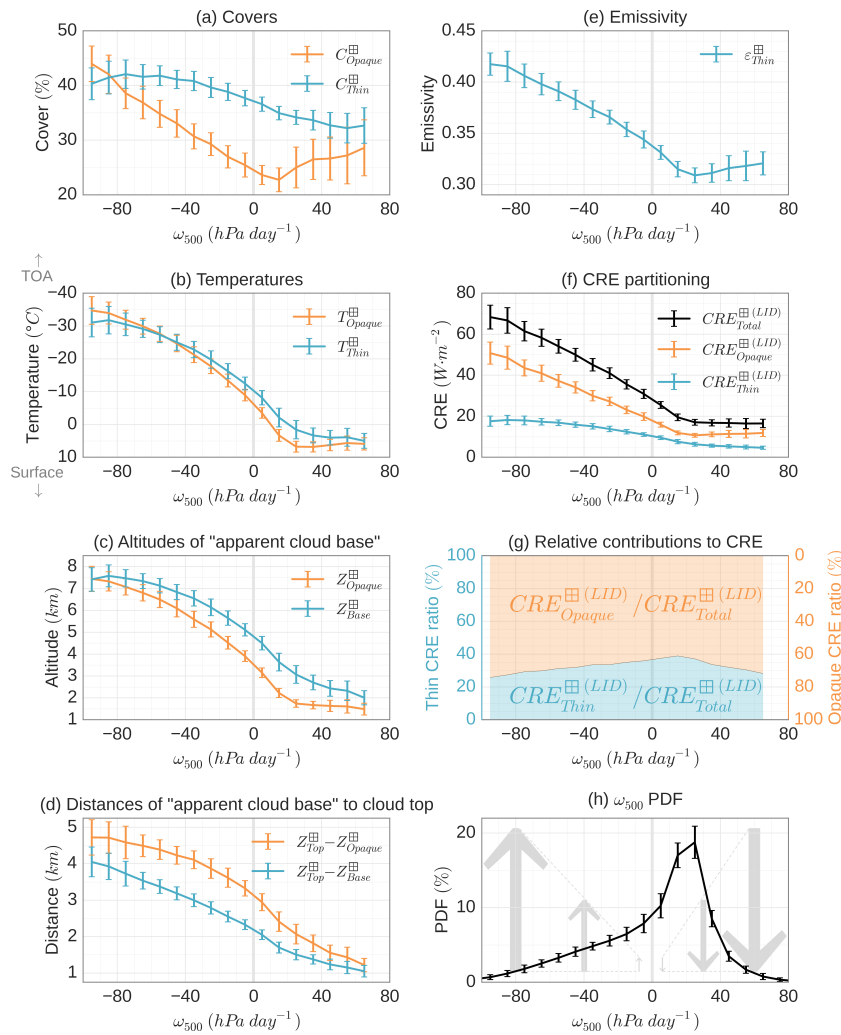


Figure 11. Tropical mean cloud properties and radiative effects as a function of the 500 hPa pressure velocity: (a) $C_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $C_{\text{thin}}^{\boxplus}$, (b) $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ among opaque clouds and $T_{\text{thin}}^{\boxplus}$ among thin clouds, (c) $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ among opaque clouds and $Z_{\text{base}}^{\boxplus}$ among thin clouds, (d) $Z_{\text{top}}^{\boxplus} - Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ among opaque clouds and $Z_{\text{top}}^{\boxplus} - Z_{\text{base}}^{\boxplus}$ among thin clouds, (e) $\varepsilon_{\text{thin}}^{\boxplus}$ among thin clouds, (f) total CRE, opaque CRE and thin CRE, and (g) relative contribution of opaque CRE and thin CRE. (h) Distribution of the 500 hPa pressure velocity. Results obtained from monthly mean $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ gridded variables. Only nighttime conditions over ice-free oceans for the 2008–2015 period in $[30^{\circ}\text{S} - 30^{\circ}\text{N}]$ are considered. The error bars show the \pm standard deviation of the 96-monthly means.

dynamical regime. Radiative cloud temperatures $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $T_{\text{thin}}^{\boxplus}$ presented in Fig. 11b were built respectively from temperatures at altitudes $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $Z_{\text{top}}^{\boxplus}$, and from temperatures at altitudes $Z_{\text{base}}^{\boxplus}$ and $Z_{\text{top}}^{\boxplus}$ (see Sect. 3.1). The linear decrease from 20 to -100 hPa day $^{-1}$ of $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $T_{\text{thin}}^{\boxplus}$ is due to the cumulative effects of a rising of the altitude of “apparent cloud base” ($Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ for opaque clouds and $Z_{\text{base}}^{\boxplus}$ for thin clouds; see monthly mean $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ gridded $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $Z_{\text{thin}}^{\boxplus}$ on Fig. 11c) and an elongation of the cloud vertical distribution which gives even higher $Z_{\text{top}}^{\boxplus}$ (see monthly mean $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ gridded distance of apparent cloud base $Z_{\text{top}}^{\boxplus} - Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $Z_{\text{top}}^{\boxplus} - Z_{\text{base}}^{\boxplus}$ on Fig. 11d). Figure 11e shows the distribution in

dynamical regimes of $\varepsilon_{\text{thin}}^{\boxplus}$. It increases from 0.31 to 0.42 between 20 and -100 hPa day $^{-1}$, being almost invariant from month to month, and it is around 0.32 on average in subsidence.

An interesting point that appears in these figures is that, in the tropics, the very small variability in the relationship between cloud properties and ω_{500} in dynamical regimes between 20 and -100 hPa day $^{-1}$: standard deviation is around 2.5 % for $C_{\text{opaque}}^{\boxplus}$, less than 2 % for $C_{\text{thin}}^{\boxplus}$, around 2.5 K for $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$, less than 3 K for $T_{\text{thin}}^{\boxplus}$, approximately 0.01 for $\varepsilon_{\text{thin}}^{\boxplus}$, around 350 m for $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $Z_{\text{base}}^{\boxplus}$, 300 m for $Z_{\text{top}}^{\boxplus} - Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and 200 m for $Z_{\text{top}}^{\boxplus} - Z_{\text{base}}^{\boxplus}$. So, a change in the large-scale dynamic regimes produces a change in the cloud properties

and CRE that seem predictable. For example, if ω_{500} on a region changes from -40 to -80 hPa day $^{-1}$, $C_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ will increase by 8 % ($C_{\text{thin}}^{\boxplus}$ will remain more or less constant), $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ will decrease by 10 K and $T_{\text{thin}}^{\boxplus}$ by 7 K, and $\varepsilon_{\text{thin}}$ will increase by 0.03. These cloud changes would increase the CRE by 17 W m^{-2} , including 14 W m^{-2} from opaque clouds (Fig. 11f). Because $C_{\text{thin}}^{\boxplus}$ will remain more or less constant, whereas $C_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ will increase with a decrease of ω_{500} in ascendance, the relative contribution of opaque clouds to the total CRE will increase with convection. This is why we see in Fig. 11g a decrease of the thin-cloud relative contribution from 20 to -100 hPa day $^{-1}$.

Because cloud properties seem to be invariant for dynamical regimes between 20 and -100 hPa day $^{-1}$, a change in the tropics of the large-scale circulation should lead to a predictable change in the CRE in regions that stay in this range of dynamical regimes, linked to the spatial distribution (both covers and altitudes) of opaque clouds and thin clouds sounded by CALIOP. For example, general circulation models suggest that a warmer climate will see a narrowing of the ascending branch of the Hadley cell (e.g., Su et al., 2014), which means less convective regions and more subsiding regions. This should result in a predictable decrease of the CRE, knowing the changes of ω_{500} for some part of the tropics.

6 Limitations of the OLR linear expression

In this study, from the direct measurement of the altitude of opacity for a spaceborne lidar termed $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$, we were able to infer the radiative temperature of opaque clouds $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$, which we found linearly related to the OLR. We propose $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ as a good candidate for providing an observational constraint on the LW CRE and we tested the linear relationship on different scales from instantaneous to monthly means. In this section, we list possible sources of uncertainty.

6.1 Cloud radiative temperatures $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $T_{\text{thin}}^{\boxplus}$

The definitions of the cloud radiative temperatures $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $T_{\text{thin}}^{\boxplus}$ (Sect. 3.1) only take into account the apparent cloud edges seen by the lidar ($Z_{\text{top}}^{\boxplus}$ and $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ or $Z_{\text{base}}^{\boxplus}$). A temperature defined by a centroid altitude (Garnier et al., 2012) would better account for the cloud vertical profile and could give a better estimate of the equivalent radiative temperature. However, our results show that the CRE is mainly driven by $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and $Z_{\text{top}}^{\boxplus}$ above opaque clouds and $Z_{\text{base}}^{\boxplus}$ and $Z_{\text{top}}^{\boxplus}$ above thin clouds. Furthermore, observation-based studies from the Atmospheric InfraRed Sounder (AIRS) and CALIOP showed that the radiative cloud height is located near the “apparent middle” of the cloud (Stubenrauch et al., 2010). The authors define the apparent middle of the cloud as the mid-point between the cloud top ($Z_{\text{top}}^{\boxplus}$) and the apparent

cloud base seen by the CALIOP lidar ($Z_{\text{base}}^{\boxplus}$ for thin clouds and $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ for opaque clouds), consistently with our own definitions (Eqs. 1 and 2).

6.2 Multilayer cloud and broken cloud situations

Plotting the results of Fig. 6 in single-cloud-layer situations (Fig. E3c, d) gives better correlation coefficients, with $R = 0.99$ for opaque clouds and $R = 0.92$ for thin clouds. This shows that our linear expression does not capture nonlinearities which can occur in multilayer situations (Fig. E3e, f). As an example, all the occurrences far away above the identity line in Fig. 6a are due to multilayer situations. For single columns with opaque cloud, taking into account the optical depth of the thinner cloud which overlaps, an opaque cloud in the expression of $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ improves the results for the multilayer scenario from $R = 0.79$ (Fig. E3e) to $R = 0.86$ (Fig. E4). However, this subtlety adds complexity to the computation of $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$, and provides small improvements to a simple expression which already provides very satisfying results when considering all scenarios ($R = 0.95$ on Fig. 6a).

When clouds are broken, single lidar shots, having a 90 m diameter footprint, can fall onto the edge of an opaque cloud, leading to signals from both cloud and the atmosphere and surface below the cloud in the same lidar profile. In this case an opaque cloud can appear to be semi-transparent. Thus, the frequency of liquid clouds ($T > 0^\circ\text{C}$) classified as thin clouds (Fig. 4c) may be exaggerated, as most liquid clouds are optically dense and not penetrated by lidar. This misclassification does not affect the computation of OLR, as $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\ominus}$ derived from lidar observations when $T_{\text{thin}}^{\ominus} > 0^\circ\text{C}$ show excellent agreement with measurements made by CERES ($R = 0.94$; Fig. E5).

6.3 Evaluation of the OLR over thin clouds

We saw that the theoretical linear expression of $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\boxplus}$ for a fixed $\varepsilon_{\text{thin}}^{\boxplus}$ overestimates the simulated relationship, by up to $+10 \text{ W m}^{-2}$ in many cases (Sect. 4.1). This is partly due to the linear theoretical expression not taking into account the scattering of the LW radiation within the clouds. This may partially explain why $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\ominus(\text{LID})}$ is larger than the measured $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\ominus(\text{CERES})}$ (Fig. 6b). However, we do not think this should substantially affect the global-scale partitioning of $\text{CRE}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$ between $\text{CRE}_{\text{opaque}}^{\boxplus(\text{LID})}$ and $\text{CRE}_{\text{thin}}^{\boxplus(\text{LID})}$, because replacing $\text{CRE}_{\text{thin}}^{\boxplus(\text{LID})}$ with the difference $\text{CRE}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{CERES})} - \text{CRE}_{\text{opaque}}^{\boxplus(\text{LID})}$ only increases the contribution of opaque clouds to the total CRE to 74 % instead of 73 %. Also, the value of $\varepsilon_{\text{thin}}^{\boxplus}$ used to construct $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\boxplus(\text{LID})}$ does not account for thin-cloud single columns where no “clear” bin is found below the cloud (these clouds are not present in the $\varepsilon_{\text{thin}}^{\boxplus}$ PDFs of Fig. 4d). This happens when very low clouds are present in the lowest 480 m bin, and so emissivities of thin clouds close to the surface are not taken into account in the aver-

aged $\varepsilon_{\text{thin}}^{\boxplus}$. However, since all these “missed” cloud emissivities are from clouds near the surface, their temperature is certainly close to the surface temperature and their LW CRE should be small. So, this effect should have no significant impact on the presented results.

Further, applying $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\boxplus}$ Eq. (4) to $2^\circ \times 2^\circ$ gridded variables introduces errors, since the equation is nonlinear (the product of $T_{\text{thin}}^{\boxplus}$ and $\varepsilon_{\text{thin}}^{\boxplus}$) unlike Eq. (5) for the $\text{OLR}_{\text{opaque}}^{\boxplus}$, which is linearly dependent on $T_{\text{opaque}}^{\boxplus}$. However, the comparison of the computed gridded $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$ against the measured $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{CERES})}$ has shown very good agreement.

Finally, since one of the objectives of the GOCCP product was to avoid false cloud detections during both nighttime and daytime conditions, the signal threshold chosen for cloud detection is quite large, meaning that high clouds with optical depths smaller than about 0.07 are absent from GOCCP (Chepfer et al., 2010, 2013). These subvisible cirrus clouds are therefore excluded from this study, but as their emissivities are very small (smaller than about 0.03), they would likely not impact our results.

6.4 Gridded OLR

Concerning gridded OLR, we used monthly mean $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\boxplus}$ from CERES-EBAF in Eqs. (4)–(5) instead of instantaneous $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\boxplus}$ from C3M since this product is only available up to April 2011. Clear-sky OLR from CERES-EBAF data is derived only from measurements over clear-sky atmospheric columns which are generally drier than the clear part of a cloudy atmospheric CERES column. Because a drier atmospheric column leads to a stronger OLR (e.g., Spencer and Braswell, 1997; Dessler et al., 2008; Roca et al., 2012), $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\boxplus}$ from CERES-EBAF should overestimate $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\boxplus}$ from C3M on average. The diurnal cycle, which is taken into account in $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\boxplus}$ from CERES-EBAF but not in $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\boxplus}$ from C3M (since we only used nighttime observations) could also play a role in the difference. We found an increase of 0.6 W m^{-2} for the global mean $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$ computed with $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\boxplus}$ from CERES-EBAF compared to $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$ computed with $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\boxplus}$ from C3M for the 2008–2010 period.

Differences between $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$ and $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{CERES})}$ could also be related to multilayer clouds in atmospheric single columns, to cloud microphysical properties, and to differences in local atmospheric properties. However, using this very simple expression for the OLR gives an excellent correlation ($R = 0.95$) between monthly mean $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$ and $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{CERES})}$ and a good agreement of the linear regression with the identity line (Appendix C, 2-D distribution of monthly means $2^\circ \times 2^\circ$ gridded measured and computed OLR is given in Fig. C1).

6.5 Sensitivity to $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ and to the multiple-scattering factor

We also checked the sensitivity of $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$ to the uncertainty in the altitude of full attenuation of the lidar signal. To do this, we conducted a test by moving $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ one bin up (480 m) in all opaque single columns (as moving $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$ one bin down would have led to negative values for some $Z_{\text{opaque}}^{\boxplus}$). This changes the opaque-cloud radiative temperature, the $\text{OLR}_{\text{opaque}}^{\boxplus(\text{LID})}$, and so the $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$. Results show that after this change the global mean $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$ is decreased by 0.9 W m^{-2} (Appendix D, Fig. D1a).

Finally, a fixed multiple-scattering factor η is used for the retrieval of the thin-cloud emissivity, whereas there is evidence of a dependence on cloud temperature (Garnier et al., 2015). This could also play an important role in the differences between computed $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\boxplus(\text{LID})}$ and measured $\text{OLR}_{\text{thin}}^{\boxplus(\text{CERES})}$. We tested the sensitivity of variability in η on the computed $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$ by modifying the value of η from 0.6 to 0.5. This reduced the global mean $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$ by 1.1 W m^{-2} (Appendix D, Fig. D1b), which we consider negligible compared to the global mean value of $\text{CRE}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$ equal to 28.4 W m^{-2} .

7 Conclusion

Simple radiative transfer models that estimate outgoing radiation at the TOA from a limited number of variables are useful for building a first-order decomposition of climate feedbacks. Such simple models exist in the SW domain but not in the LW domain, because LW fluxes are sensitive to the cloud vertical distribution, making the definition of such a simple model more challenging. In this work, we propose a simple LW radiative model which derives the LW CRE from five variables: two describing opaque clouds (opaque-cloud cover and opaque-cloud radiative temperature) and three which describe semi-transparent clouds (thin-cloud cover, thin-cloud radiative temperature, and thin-cloud emissivity).

The originality of our approach lies in how the cloud vertical distribution is described in this simple radiative transfer model. We have used three altitude levels which can be precisely measured by spaceborne lidar to describe the cloud vertical distribution within the simple radiative model. Our approach contrasts with techniques based on passive spaceborne sensors that retrieve effective cloud heights rather than profile information on the cloud vertical distribution. Our approach also contrasts with techniques based on full-profile lidar/radar measurements using 40 levels of altitude (or more) to describe cloud vertical distribution in the troposphere. In this work, we have taken advantage of the precision and accuracy of spaceborne lidar to describe cloud vertical structure but have retained only three levels of altitude to describe the cloud vertical distribution. Considering three levels of al-

titude allows us build a simple radiative model, useful for first-order cloud feedback analysis, given that the more complex radiative transfer models using all altitude levels cannot be used for this purpose. We have selected the three levels of altitude that influence the OLR the most: (1) cloud-top altitude $Z_{\text{top}}^{\text{l}}$, (2) the level of full attenuation of the lidar laser beam $Z_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ in single columns containing an opaque cloud, and (3) cloud base $Z_{\text{base}}^{\text{l}}$ in single columns containing semi-transparent thin cloud. These three altitudes are first-order drivers of the LW CRE and have been measured precisely and unambiguously over a decade with the CALIPSO spaceborne lidar.

Using radiative transfer computations, we found that the OLR above an opaque cloud can be expressed linearly as a function of the “opaque temperature”: $\text{OLR}_{\text{opaque}}^{(\text{LID})} = 2.0T_{\text{opaque}}^{\text{l}} - 310$, where $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ is obtained from the combination of the cloud-top altitude $Z_{\text{top}}^{\text{l}}$, the level of full attenuation of the lidar laser beam $Z_{\text{opaque}}^{\text{l}}$, and a temperature profile taken from a reanalysis product. This simple relationship predicts that, if the altitude an opaque cloud increases so as to decrease its $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ by 1 K, then the OLR is decreased by 2 W m^{-2} . Using this linear relationship together with CALIPSO and CERES observations, we estimated that opaque clouds, which cover 35 % of the ice-free ocean, contribute to 73 % of the global mean CRE, whereas thin clouds, which cover 36 %, contribute to 27 %.

We checked the robustness of this linear relationship against observations at two different space- and timescales. Using instantaneous collocated observations from the CALIPSO lidar and CERES broadband radiometer data at the sensor spatial scale (20 km), we found a correlation coefficient of 0.95 between the lidar-derived $T_{\text{opaque}}^{\text{l}}$ and the OLR measured by the broadband radiometer CERES. Averaging the same data monthly within 2° latitude \times 2° longitude grid boxes, our derived OLR differs by 0.1 W m^{-2} from the OLR measured by CERES.

To conclude, this paper proposes a simple approximate solution to the complex problem of radiative transfer in the LW domain, which could be used to explore first-order LW cloud feedbacks in both observations and climate model simulations. On the observational side, future work will analyze the interannual variability of the record collected by spaceborne lidars and broadband radiometers: CALIPSO/CERES in the A-train (10+ years), followed by EarthCARE (Illingworth et al., 2014) to be launched in 2018. On the climate model simulation side, this new framework will be included in the Cloud Feedback Model Intercomparison Project (CFMIP) Observation Simulator Package (COSP; Bodas-Salcedo et al., 2011) lidar simulator (Chepfer et al., 2008) and applied to climate model outputs in order to quantify the contribution of each cloud property to the simulated cloud feedbacks.

Data availability. The GOCCP v3.0 products used in this article are available online through the GOCCP website at <http://climserv.ipsl.polytechnique.fr/cfmip-obs/>. CERES-EBAF data were obtained from the NASA Langley Research Center CERES ordering tool at <http://ceres.larc.nasa.gov/>.

Appendix A: Radiative cloud temperature

Schematically, if we consider an optically uniform cloud, i.e., the LW optical depth τ^{LW} increases linearly through the cloud, with a cloud total LW optical depth $\tau_{\text{cloud}}^{\text{LW}}$, we can compute the upward LW radiative flux emitted by the cloud at the top of the cloud ($\tau^{\text{LW}} = 0$). Neglecting the cloud particle reflectivity in the longwave domain, from the integral form of the Schwarzschild equation, we can express the upward zenithal spectral radiance I_{ν}^{\uparrow} emitted by the cloud at the top of the cloud:

$$I_{\nu, \text{cloud}}^{\uparrow}(\tau^{\text{LW}} = 0) = \int_0^{\tau_{\text{cloud}}^{\text{LW}}} B_{\nu}(T(\tau^{\text{LW}})) e^{-\tau^{\text{LW}}} d\tau^{\text{LW}} \quad [\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{m}^{-1}]. \quad (\text{A1})$$

Considering a linear increase of the temperature with τ^{LW} from the cloud top to the cloud base ($T(\tau^{\text{LW}}) = k_1 \tau^{\text{LW}} + k_2$) and integrating $I_{\nu, \text{cloud}}^{\uparrow}$ throughout the whole LW spectrum (using Stefan–Boltzmann law $\int B_{\nu} d\nu = \sigma T^4 / \pi$), we can write the LW radiance I^{LW} emitted by the cloud at the top of the cloud as

$$I_{\text{cloud}}^{\text{LW}}(\tau^{\text{LW}} = 0) = \int_0^{\tau_{\text{cloud}}^{\text{LW}}} \frac{\sigma}{\pi} (k_1 \tau^{\text{LW}} + k_2)^4 e^{-\tau^{\text{LW}}} d\tau^{\text{LW}} \quad [\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1}]. \quad (\text{A2})$$

Assuming that the cloud emits as a Lambertian surface, the upward LW radiative flux $F^{\uparrow \text{LW}}$ emitted by the cloud at the top of the cloud is given by

$$F_{\text{cloud}}^{\uparrow \text{LW}}(\tau^{\text{LW}} = 0) = \int_0^{\tau_{\text{cloud}}^{\text{LW}}} \sigma (k_1 \tau^{\text{LW}} + k_2)^4 e^{-\tau^{\text{LW}}} d\tau^{\text{LW}} \quad [\text{W m}^{-2}]. \quad (\text{A3})$$

Then, for specific values of coefficient k_1 and k_2 , which determine the gradient of temperature in the cloud and the cloud-top temperature (and so the cloud-base temperature knowing $\tau_{\text{cloud}}^{\text{LW}}$), it is possible to compute $F_{\text{cloud}}^{\uparrow \text{LW}}(\tau^{\text{LW}} = 0)$ and then solve the equation $F_{\text{cloud}}^{\uparrow \text{LW}}(\tau^{\text{LW}} = 0) = \varepsilon^{\uparrow} \sigma (T_{\text{rad}}^{\uparrow})^4 = (1 - e^{-\tau_{\text{cloud}}^{\text{LW}}}) \sigma (T_{\text{rad}}^{\uparrow})^4$ to find the corresponding equivalent cloud radiative temperature $T_{\text{rad}}^{\uparrow}$.

Appendix B: Vertical distributions of clouds directly observed by CALIOP

For three regions, as for Fig. 4, Fig. B1 shows distributions of the distance between the cloud top and $Z_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ and the distance between the cloud top and cloud base. In the three regions, when an opaque cloud (Fig. B1a) is penetrated by the laser beam of the lidar, $Z_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ is mostly found in the first kilometer below $Z_{\text{top}}^{\text{I}}$ (30 % in the tropical convective region, 52 % in the midlatitudes region and 75 % in the tropical subsiding region). The frequency distribution collapses after 1 km (note the logarithmic y axis). The greater altitude differences between $Z_{\text{top}}^{\text{I}}$ and $Z_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ can be due to a more vertically spread cloud or to multiple cloud layers. If we look at the dashed lines, which represent the parts of the PDF considering only profiles without multiple layers, we can see that the curves of the three regions fall to zero around 4–5 km. This means that all the parts of PDFs over 5 km are due to multilayer clouds.

Regarding thin clouds (Fig. B1b), we mostly found $Z_{\text{base}}^{\text{I}}$ in the first kilometer below $Z_{\text{top}}^{\text{I}}$ (49 % in the tropical convective region, 68 % in the midlatitudes region and 76 % in the tropical subsiding region). The frequency distribution collapses after 1 km (again, note the logarithmic y axis). The part of the PDF of profiles without multilayers (dashed lines), i.e., single columns which contain only one optically thin-cloud layer and so directly represent the geometrical thickness of thin clouds, fall to zero around 4–5 km. This means, as for opaque clouds, that all the part of PDFs over 5 km are due to overlap of multilayer clouds. Furthermore, as PDFs collapse after 1 km in both Fig. B1a and b and for all regions, it suggests that the laser beam is completely attenuated almost every time when exceeding 1 km thickness.

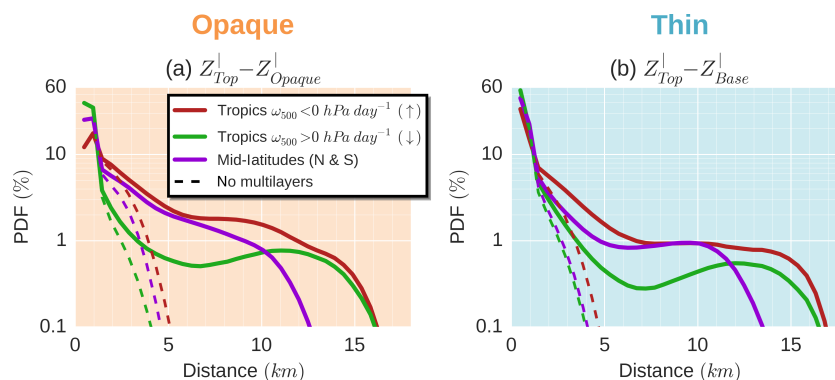


Figure B1. Distributions of (a) the distance between cloud top and $Z_{\text{opaque}}^{\text{I}}$ among opaque clouds and (b) the distance between cloud top and cloud base among thin clouds in three regions: same as Fig. 4. Dashed lines represent the distribution only among single columns where a unique cloud layer was found (no multiple cloud layers). Only nighttime conditions over ice-free oceans for the 2008–2015 period are considered.

Appendix C: Verification of the lidar-derived gridded OLR against CERES observations

Figure C1 shows the correlation between the OLR computed from lidar observations ($OLR_{total}^{(LID)}$) and the OLR measured by the CERES radiometer on board the Aqua satellite on which we extract only footprints collocated with the CALIPSO ground track ($OLR_{total}^{(CERES)}$) for nighttime and over ice-free oceans on $2^\circ \times 2^\circ$ monthly means for the 2008. We found an excellent correlation ($R = 0.95$) and the regression slope is near the one-to-one line, which reinforces our confidence in this simple OLR expression to correctly estimate the observed OLR.

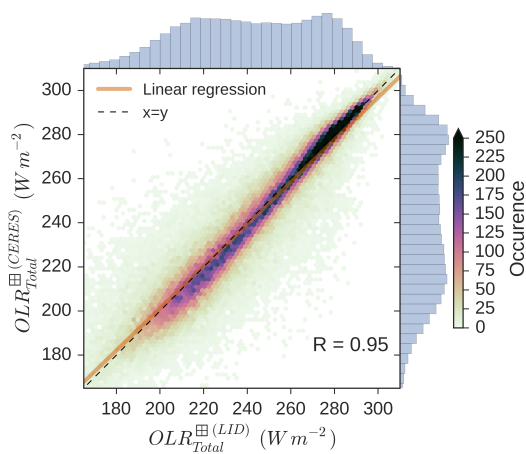


Figure C1. Comparison between observed and lidar-derived OLR on a monthly mean $2^\circ \times 2^\circ$ gridded scale. Only nighttime conditions over ice-free oceans for the year 2008 are considered.

Appendix D: Sensitivity of the lidar-derived gridded OLR to $Z_{\text{opaque}}^{\text{LID}}$ and to the multiple-scattering factor

Figure D1a shows the difference between lidar-derived gridded $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$ shown in Fig. 7a and the one which would be obtained if $Z_{\text{opaque}}^{\text{LID}}$ was found to be 480 m higher. To do this, we replaced the altitude $Z_{\text{opaque}}^{\text{LID}}$ of each opaque-cloud single column found with the lidar by the bin above, so the altitude of $Z_{\text{opaque}}^{\text{LID}}$ is systematically increased by 480 m. We then re-computed $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$ in the exact same way as described in this paper. The effect of an increase in the altitude of $Z_{\text{opaque}}^{\text{LID}}$ is a global mean decrease in $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$ by 0.9 W m^{-2} . Areas where $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$ is the most affected correspond to areas with large values of opaque-cloud cover (patterns for 2008–2015 period on Fig. 2a are quite similar to those for the year 2008) except for the stratocumulus regions off the western coasts of the African, the American, and the Oceanic continents where $C_{\text{opaque}}^{\text{LID}}$ is large but where the $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$ change is not very pronounced. A higher $Z_{\text{opaque}}^{\text{LID}}$ increases the level of the radiative temperature of the opaque clouds, so it decreases this temperature and then weakens $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$. Since $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$ is not affected as much in the stratocumulus regions, this suggests that vertical temperature gradient where these clouds are founded must be weak.

Figure D1b shows the difference between lidar-derived gridded $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$ shown in Fig. 7a and the one which is obtained using a fixed multiple-scattering factor $\eta = 0.5$ instead of $\eta = 0.6$. Decreasing η increases the retrieved emissivity of the thin clouds by 0.05. Consequently, regions that have many high thin clouds, thus having a strong cloud radiative effect, are regions where $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$ is the most affected by this change (in the multiple-scattering factor), up to a decrease of 3.5 W m^{-2} in the Indonesian region.

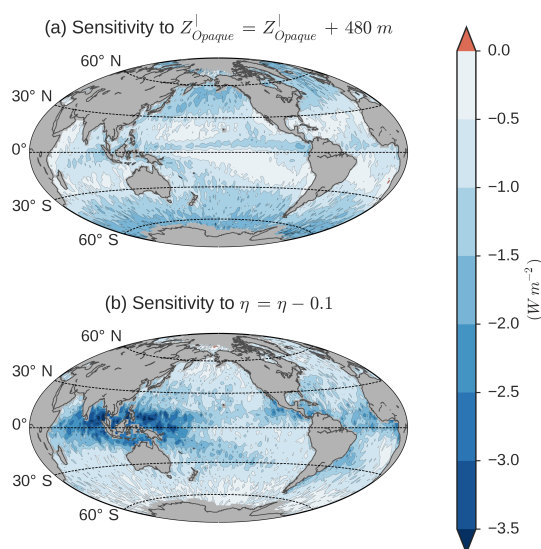


Figure D1. Sensitivity of the lidar-derived annual-mean gridded $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$ to the altitude of full attenuation of the lidar into opaque clouds $Z_{\text{opaque}}^{\text{LID}}$ and to the multiple-scattering factor η : (a) difference between $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$ of Fig. 7a and $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$, which would be obtained if $Z_{\text{opaque}}^{\text{LID}}$ was found a 480 m-bin upper and (b) difference between $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$ of Fig. 7a and $\text{OLR}_{\text{total}}^{\text{LID}}$ which is obtained using a fixed multiple-scattering factor $\eta = 0.5$ instead of $\eta = 0.6$. Only nighttime conditions over ice-free oceans for the year 2008 are considered.

Appendix E

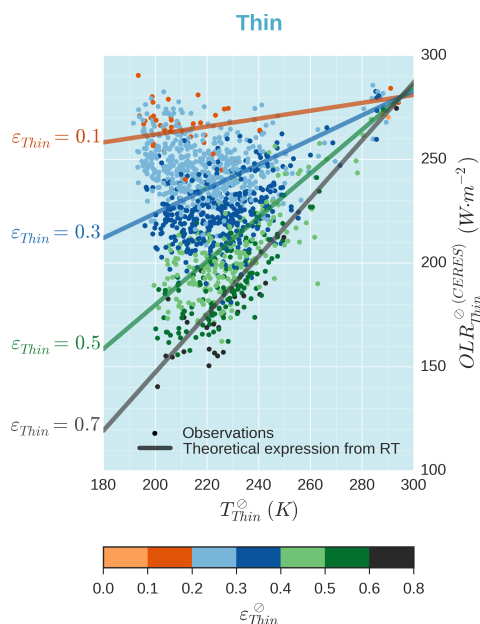


Figure E1. Comparison between observed and lidar-derived OLR, on a CERES footprint scale, as a function of T_{thin}^{ϕ} and $\varepsilon_{\text{thin}}^{\phi}$. Results obtained from CERES (dots) and CALIOP (lines) collocated measurements. Theoretical expressions are from Eq. (4). Same results as in Fig. 6b but only for measurements where $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\phi}$ is close to 280 W m^{-2} selected ($\text{OLR}_{\text{clear}}^{\phi} \in [275\text{--}285] \text{ W m}^{-2}$), in order to only see the contribution of T_{thin}^{ϕ} and $\varepsilon_{\text{thin}}^{\phi}$ on the OLR. Only nighttime conditions over ice-free oceans for January 2008 are considered.

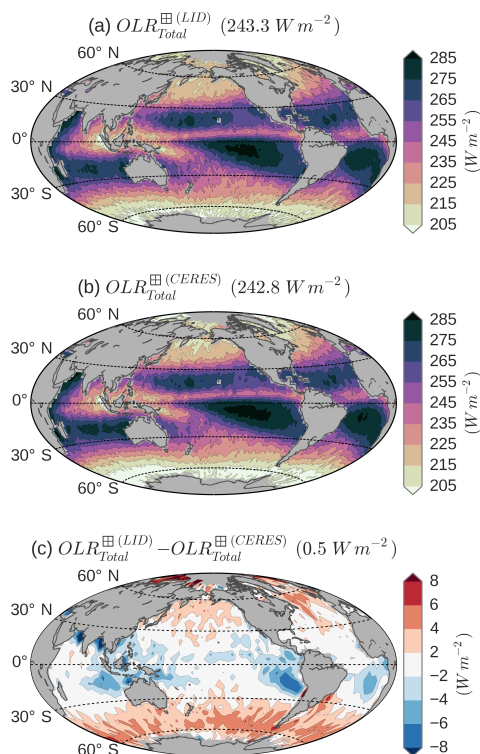


Figure E2. Same as Fig. 7 but using $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\boxplus}$ from CERES-EBAF instead of $\text{OLR}_{\text{clear}}^{\boxplus}$ from CERES-Aqua in the calculation of $\text{OLR}_{\text{total}}^{\boxplus(\text{LID})}$.

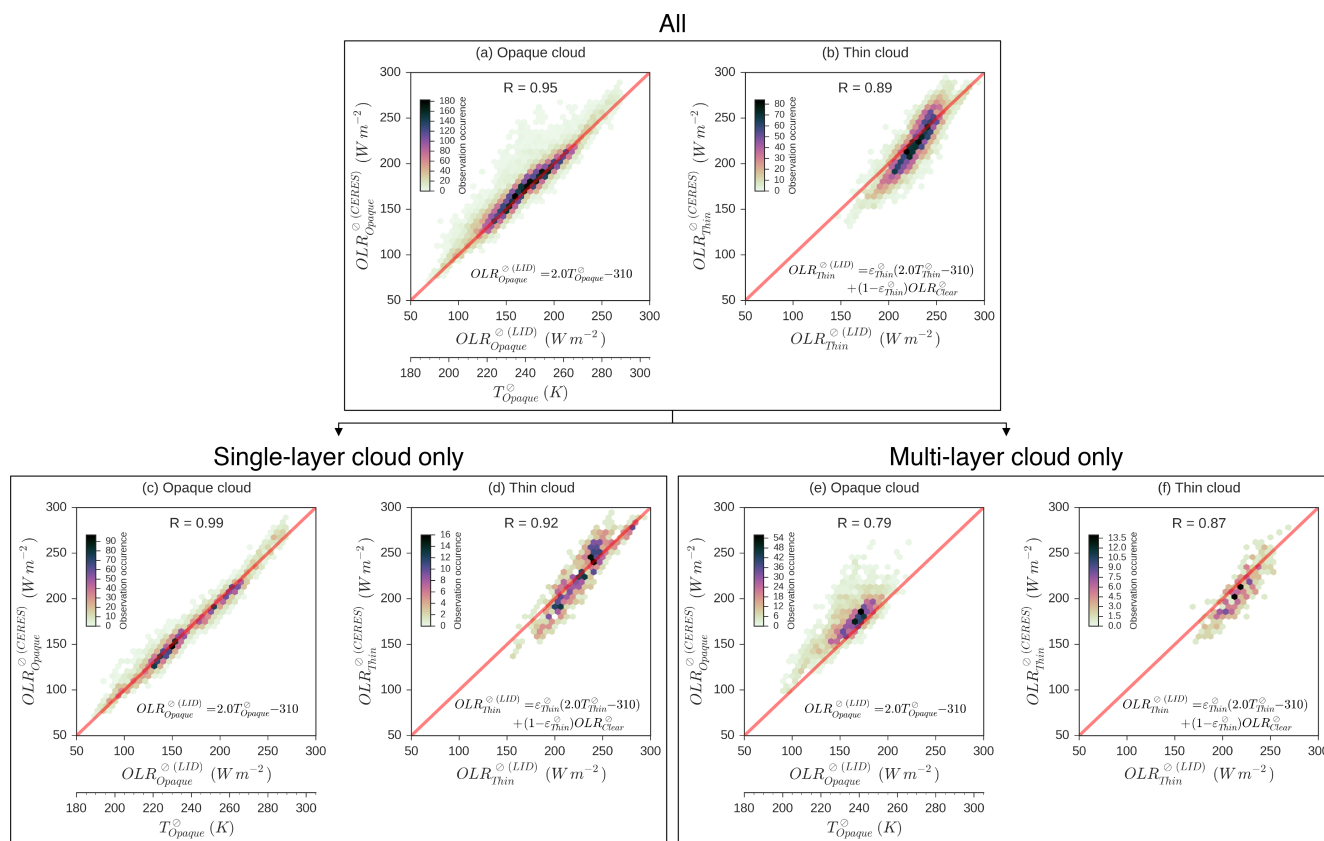


Figure E3. Panels (a, b) are the same as Fig. 6a and b. They are decomposed here into (c, d) single-layer cloud situations and (e, f) multilayer cloud situations.

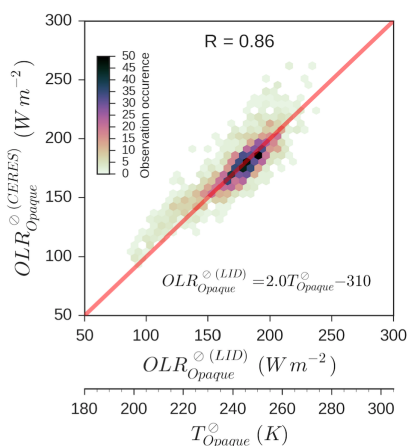


Figure E4. As Fig. E3e but with multilayer cloud considered in the computation of T_{opaque}^l , considering that the cloud layers above the optically opaque cloud (below) have an equivalent emissivity $\varepsilon_{above} = 0.3$: $T_{opaque}^l = (1 - \varepsilon_{above})T_{below}^l + \varepsilon_{above}T_{above}^l$ where $T_{below}^l = \frac{T_{topbelow}^l + T_{zopaque}^l}{2}$ and $T_{above}^l = \frac{T_{topabove}^l + T_{baseabove}^l}{2}$.

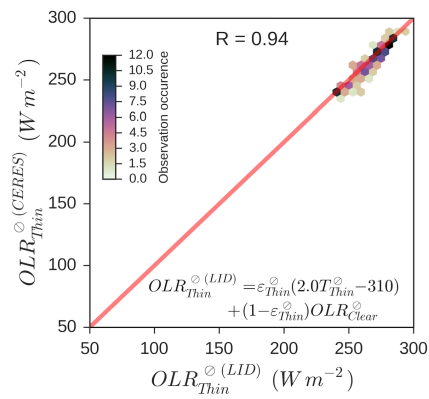


Figure E5. As Fig. 6b but only with $T_{thin}^{\circ} > 0^{\circ}\text{C}$, which could be liquid broken opaque clouds misclassified as thin clouds.

Competing interests. The authors declare that they have no conflict of interest.

Acknowledgements. We would like to thank NASA/CNES for access to the CALIPSO level 1 data and the ClimServ center for the use of the computing cluster. We also thank CNES for supporting the development of CALIPSO-GOCCP. The authors are grateful to the three anonymous referees of this paper for helpful comments and suggestions.

Edited by: Andrew Sayer

Reviewed by: three anonymous referees

References

- Bates, J. R.: Some considerations of the concept of climate feedback, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, 133, 545–560, <https://doi.org/10.1002/qj.62>, 2007.
- Berrisford, P., Dee, D., Poli, P., Brugge, R., Fielding, K., Fuentes, M., Kallberg, P., Kobayashi, S., Uppala, S., and Simmons, A.: The ERA-Interim archive Version 2.0, ERA Report Series 1, ECMWF, Shinfield Park, Reading, UK, 2011.
- Bodas-Salcedo, A., Webb, M. J., Bony, S., Chepfer, H., Dufresne, J. L., Klein, S. A., Zhang, Y., Marchand, R., Haynes, J. M., Pincus, R., and John, V. O.: COSP: Satellite simulation software for model assessment, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 92, 1023–1043, <https://doi.org/10.1175/2011BAMS2856.1>, 2011.
- Bony, S., Colman, R., Kattsov, V. M., Allan, R. P., Bretherton, C. S., Dufresne, J.-L., Hall, A., Hallegatte, S., Holland, M. M., Ingram, W., Randall, D. A., Soden, B. J., Tselioudis, G., and Webb, M. J.: How Well Do We Understand and Evaluate Climate Change Feedback Processes?, *J. Climate*, 19, 3445–3482, <https://doi.org/10.1175/JCLI3819.1>, 2006.
- Boucher, O., Randall, D., Artaxo, P., Bretherton, C., Feingold, G., Forster, P., Kerminen, V.-M., Kondo, Y., Liao, H., Lohmann, U., Rasch, P., Satheesh, S. K., Sherwood, S., Stevens, B., and Zhang, X. Y.: Clouds and aerosols, in: *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, Cambridge University Press, UK and New York, USA, 571–657, <https://doi.org/10.1017/CBO9781107415324.016>, 2013.
- Caldwell, P. M., Zelinka, M. D., Taylor, K. E., and Marvel, K.: Quantifying the Sources of Intermodel Spread in Equilibrium Climate Sensitivity, *J. Climate*, 29, 513–524, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-15-0352.1>, 2016.
- Cesana, G. and Chepfer, H.: How well do climate models simulate cloud vertical structure? A comparison between CALIPSO-GOCCP satellite observations and CMIP5 models, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L20803, <https://doi.org/10.1029/2012GL053153>, 2012.
- Cesana, G. and Chepfer, H.: Evaluation of the cloud thermodynamic phase in a climate model using CALIPSO-GOCCP, *J. Geophys. Res.*, 118, 7922–7937, <https://doi.org/10.1002/jgrd.50376>, 2013.
- Cess, R. D.: Global climate change: an investigation of atmospheric feedback mechanisms, *Tellus*, 27, 193–198, <https://doi.org/10.3402/tellusa.v27i3.9901>, 1975.
- Cess, R. D., Potter, G. L., Blanchet, J. P., Boer, G. J., Del Genio, A. D., Déqué, M., Dymnikov, V., Galin, V., Gates, W. L., Ghan, S. J., Kiehl, J. T., Lacis, A. A., Le Treut, H., Li, Z.-X., Liang, X.-Z., McAvaney, B. J., Meleshko, V. P., Mitchell, J. F. B., Morcrette, J.-J., Randall, D. A., Rikus, L., Roeckner, E., Royer, J. F., Schlese, U., Sheinin, D. A., Slingo, A., Sokolov, A. P., Taylor, K. E., Washington, W. M., Wetherald, R. T., Yagai, I., and Zhang, M.-H.: Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general circulation models, *J. Geophys. Res.*, 95, 16601–16615, <https://doi.org/10.1029/JD095iD10p16601>, 1990.
- Cess, R. D., Zhang, M. H., Ingram, W. J., Potter, G. L., Alekseev, V., Barker, H. W., Cohen-Solal, E., Colman, R. A., Dazlich, D. A., Genio, A. D. D., Dix, M. R., Dymnikov, V., Esch, M., Fowler, L. D., Fraser, J. R., Galin, V., Gates, W. L., Hack, J. J., Kiehl, J. T., Le Treut, H., Lo, K. K.-W., McAvaney, B. J., Meleshko, V. P., Morcrette, J.-J., Randall, D. A., Roeckner, E., Royer, J.-F., Schlesinger, M. E., Sporyshev, P. V., Timbal, B., Volodin, E. M., Taylor, K. E., Wang, W., and Wetherald, R. T.: Cloud feedback in atmospheric general circulation models: An update, *J. Geophys. Res.*, 101, 12791–12794, <https://doi.org/10.1029/96JD00822>, 1996.
- Chepfer, H., Bony, S., Winker, D., Chiriaco, M., Dufresne, J.-L., and Sèze, G.: Use of CALIPSO lidar observations to evaluate the cloudiness simulated by a climate model, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L15704, <https://doi.org/10.1029/2008GL034207>, 2008.
- Chepfer, H., Bony, S., Winker, D., Cesana, G., Dufresne, J. L., Minnis, P., Stubenrauch, C. J., and Zeng, S.: The GCM-Oriented CALIPSO Cloud Product (CALIPSO-GOCCP), *J. Geophys. Res.*, 115, D00H16, <https://doi.org/10.1029/2009JD012251>, 2010.
- Chepfer, H., Cesana, G., Winker, D., Getzewich, B., Vaughan, M., and Liu, Z.: Comparison of Two Different Cloud Climatologies Derived from CALIOP-Attenuated Backscattered Measurements (Level 1): the CALIPSO-ST and the CALIPSO-GOCCP, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 30, 725–744, <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-12-00057.1>, 2013.
- Chepfer, H., Noel, V., Winker, D., and Chiriaco, M.: Where and when will we observe cloud changes due to climate warming?, *Geophys. Res. Lett.*, 41, 8387–8395, <https://doi.org/10.1002/2014GL061792>, 2014.
- Colman, R.: A comparison of climate feedbacks in general circulation models, *Clim. Dynam.*, 20, 865–873, <https://doi.org/10.1007/s00382-003-0310-z>, 2003.
- Dessler, A. E., Yang, P., Lee, J., Solbrig, J., Zhang, Z., and Minschwaner, K.: An analysis of the dependence of clear-sky top-of-atmosphere outgoing longwave radiation on atmospheric temperature and water vapor, *J. Geophys. Res.*, 113, D17102, <https://doi.org/10.1029/2008JD010137>, 2008.
- Di Michele, S., McNally, T., Bauer, P., and Genkova, I.: Quality Assessment of Cloud-Top Height Estimates From Satellite IR Radiances Using the CALIPSO Lidar, *IEEE T. Geosci. Remote*, 51, 2454–2464, <https://doi.org/10.1109/TGRS.2012.2210721>, 2013.
- Dubuisson, P., Dessailly, D., Vesperini, M., and Frouin, R.: Water vapor retrieval over ocean using near-infrared radiometry, *J. Geophys. Res.*, 109, D19106, <https://doi.org/10.1029/2004JD004516>, 2004.
- Dufresne, J.-L. and Bony, S.: An Assessment of the Primary Sources of Spread of Global Warming Estimates from Cou-

- pled Atmosphere–Ocean Models, *J. Climate*, 21, 5135–5144, <https://doi.org/10.1175/2008JCLI2239.1>, 2008.
- Evan, A. T., Heidinger, A. K., and Vimont D. J.: Arguments against a physical long-term trend in global IS-CCP cloud amounts, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L04701, <https://doi.org/10.1029/2006GL028083>, 2007.
- Fu, Q. and Liou, K. N.: On the Correlated k-Distribution Method for Radiative Transfer in Nonhomogeneous Atmospheres, *J. Atmos. Sci.*, 49, 2139–2156, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1992\)049<2139:OTCDMF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1992)049<2139:OTCDMF>2.0.CO;2), 1992.
- Fu, Q. and Liou, K. N.: Parameterization of the Radiative Properties of Cirrus Clouds, *J. Atmos. Sci.*, 50, 2008–2025, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1993\)050<2008:POTRPO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1993)050<2008:POTRPO>2.0.CO;2), 1993.
- Garnier, A., Pelon, J., Dubuisson, P., Faivre, M., Chomette, O., Pascal, N., and Kratz, D. P.: Retrieval of cloud properties using CALIPSO Imaging Infrared Radiometer. Part I: effective emissivity and optical depth, *J. Appl. Meteorol. Clim.*, 51, 1407–1425, <https://doi.org/10.1175/JAMC-D-11-0220.1>, 2012.
- Garnier, A., Pelon, J., Vaughan, M. A., Winker, D. M., Treppe, C. R., and Dubuisson, P.: Lidar multiple scattering factors inferred from CALIPSO lidar and IIR retrievals of semi-transparent cirrus cloud optical depths over oceans, *Atmos. Meas. Tech.*, 8, 2759–2774, <https://doi.org/10.5194/amt-8-2759-2015>, 2015.
- Guzman, R., Chepfer, H., Noel, V., Vaillant de Guélis, T., Kay, J. E., Raberanto, P., Cesana, G., Vaughan, M. A., and Winker, D. M.: Direct atmosphere opacity observations from CALIPSO provide new constraints on cloud-radiation interactions, *J. Geophys. Res.*, 122, 1066–1085, <https://doi.org/10.1002/2016JD025946>, 2017.
- Hansen, J., Lacis, A., Rind, D., Russell, G., Stone, P., Fung, I., Ruedy, R., and Lerner, J.: Climate sensitivity: Analysis of feedback mechanisms, *Climate processes and climate sensitivity*, Geophysical Monograph Series, edited by: Hansen, J. E. and Takahashi, T., Vol. 29, Washington, D.C., 1984.
- Hartmann, D. L. and Larson, K.: An important constraint on tropical cloud-climate feedback, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 12-1–12-4, <https://doi.org/10.1029/2002GL015835>, 2002.
- Hartmann, D. L., Ockert-Bell, M. E., and Michelsen, M. L.: The Effect of Cloud Type on Earth’s Energy Balance: Global Analysis, *J. Climate*, 5, 1281–1304, [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(1992\)005<1281:TEOCTO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(1992)005<1281:TEOCTO>2.0.CO;2), 1992.
- Haynes, J. M., Marchand, R. T., Luo, Z., Bodas-Salcedo, A., and Stephens, G. L.: A multipurpose radar simulation package: QuickBeam, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 88, 1723–1727, <https://doi.org/10.1175/BAMS-88-11-1723>, 2007.
- Henderson, D. S., L’Ecuyer, T., Stephens, G., Partain, P., and Sekiguchi, M.: A Multisensor Perspective on the Radiative Impacts of Clouds and Aerosols, *J. Appl. Meteorol. Clim.*, 52, 853–871, <https://doi.org/10.1175/JAMC-D-12-025.1>, 2013.
- Holz, R. E., Ackerman, S. A., Nagle, F. W., Frey, R., Dutcher, S., Kuehn, R. E., Vaughan, M. A., and Baum, B.: Global Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) cloud detection and height evaluation using CALIOP, *J. Geophys. Res.*, 113, D00A19, <https://doi.org/10.1029/2008JD009837>, 2008.
- Illingworth, A. J., Barker, H. W., Beljaars, A., Ceccaldi, M., Chepfer, H., Clerbaux, N., Cole, J., Delanoë, J., Domenech, C., Donovan, D. P., Fukuda, S., Hiraakata, M., Hogan, R. J., Huenerbein, A., Kollias, P., Kubota, T., Nakajima, T., Nakajima, T. Y., Nishizawa, T., Ohno, Y., Okamoto, H., Oki, R., Sato, K., Satoh, M., Shephard, M. W., Velázquez-Blázquez, A., Wandinger, U., Wehr, T., and van Zadelhoff, G.-J.: The Earth-CARE Satellite: The Next Step Forward in Global Measurements of Clouds, Aerosols, Precipitation, and Radiation, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 96, 1311–1332, <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-12-00227.1>, 2014.
- Kato, S., Rose, F. G., Sun-Mack, S., Miller, W. F., Chen, Y., Rutan, D. A., Stephens, G. L., Loeb, N. G., Minnis, P., Wielicki, B. A., Winker, D. M., Charlock, T. P., Stackhouse, P. W., Xu, K.-M., and Collins, W. D.: Improvements of top-of-atmosphere and surface irradiance computations with CALIPSO-, CloudSat-, and MODIS-derived cloud and aerosol properties, *J. Geophys. Res.*, 116, D19209, <https://doi.org/10.1029/2011JD016050>, 2011.
- Kay, J. E., Hillman, B. R., Klein, S. A., Zhang, Y., Medeiros, B., Pincus, R., Gettelman, A., Eaton, B., Boyle, J., Marchand, R., and Ackerman, T. P.: Exposing Global Cloud Biases in the Community Atmosphere Model (CAM) Using Satellite Observations and Their Corresponding Instrument Simulators, *J. Climate*, 25, 5190–5207, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-11-00469.1>, 2012.
- Kiehl, J. T.: On the observed near cancellation between long-wave and shortwave cloud forcing in tropical regions, *J. Climate*, 7, 559–565, [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(1994\)007<0559:OTONCB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(1994)007<0559:OTONCB>2.0.CO;2), 1994.
- Klein, S. A. and Hall, A.: Emergent Constraints for Cloud Feedbacks, *Curr. Clim. Change Rep.*, 1, 276–287, <https://doi.org/10.1007/s40641-015-0027-1>, 2015.
- Klein, S. A. and Jakob, C.: Validation and sensitivities of frontal clouds simulated by the ECMWF model, *Mon. Weather Rev.*, 127, 2514–2531, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1999\)127<2514:VASOFC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1999)127<2514:VASOFC>2.0.CO;2), 1999.
- Klein, S. A., Zhang, Y., Zelinka, M. D., Pincus, R., Boyle, J., and Gleckler, P. J.: Are climate model simulations of clouds improving? An evaluation using the ISCCP simulator, *J. Geophys. Res.*, 118, 1329–1342, <https://doi.org/10.1002/jgrd.50141>, 2013.
- Le Treut, H., Li, Z. X., and Forichon, M.: Sensitivity of the LMD general circulation model to greenhouse forcing associated with two different cloud water parameterizations, *J. Climate*, 7, 1827–1841, [https://doi.org/10.1175/1520-0442\(1994\)007<1827:SOTLGC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0442(1994)007<1827:SOTLGC>2.0.CO;2), 1994.
- L’Ecuyer, T. S., Wood, N. B., Haladay, T., Stephens, G. L., and Stackhouse, P. W.: Impact of clouds on atmospheric heating based on the R04 CloudSat fluxes and heating rates data set, *J. Geophys. Res.*, 113, D00A15, <https://doi.org/10.1029/2008JD009951>, 2008.
- Loeb, N. G., Wielicki, B. A., Doelling, D. R., Smith, G. L., Keyes, D. F., Kato, S., Manalo-Smith, N., and Wong, T.: Toward optimal closure of the Earth’s top-of-atmosphere radiation budget, *J. Climate*, 22, 748–766, <https://doi.org/10.1175/2008JCLI2637.1>, 2009.
- Mace, G. G., Houser, S., Benson, S., Klein, S. A., and Min, Q.: Critical Evaluation of the ISCCP Simulator Using Ground-Based Remote Sensing Data, *J. Climate*, 24, 1598–1612, <https://doi.org/10.1175/2010JCLI3517.1>, 2011.
- Marchand, R. and Ackerman, T.: An analysis of cloud cover in multiscale modeling framework global climate model simulations using 4 and 1 km horizontal grids, *J. Geophys. Res.*, 115, D16207, <https://doi.org/10.1029/2009JD013423>, 2010.

- Marvel, K., Zelinka, M., Klein, S. A., Bonfils, C., Caldwell, P., Doutriaux, C., Santer, B. D., and Taylor, K. E.: External Influences on Modeled and Observed Cloud Trends, *J. Climate*, 28, 4820–4840, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-14-00734.1>, 2015.
- Nam, C., Bony, S., Dufresne, J.-L., and Chepfer, H.: The “too few, too bright” tropical low-cloud problem in CMIP5 models, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L21801, <https://doi.org/10.1029/2012GL053421>, 2012.
- Norris, J. R. and Evan A. T.: Empirical Removal of Artifacts from the ISCCP and PATMOS-x Satellite Cloud Records, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 32, 691–702, <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-14-00058.1>, 2015.
- Norris, J. R., Allen, R. J., Evan, A. T., Zelinka, M. D., O’Dell, C. W., and Klein, S. A.: Evidence for climate change in the satellite cloud record, *Nature*, 536, 72–75, <https://doi.org/10.1038/nature18273>, 2016.
- Ramanathan, V.: Interactions between Ice-Albedo, Lapse-Rate and Cloud-Top Feedbacks: An Analysis of the Nonlinear Response of a GCM Climate Model, *J. Atmos. Sci.*, 34, 1885–1897, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1977\)034<1885:IBIALR>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1977)034<1885:IBIALR>2.0.CO;2), 1977.
- Rieger, V. S., Dietmüller, S., and Ponater, M.: Can feedback analysis be used to uncover the physical origin of climate sensitivity and efficacy differences?, *Clim. Dynam.*, 49, 2831–2844, <https://doi.org/10.1007/s00382-016-3476-x>, 2016.
- Roca, R., Guzman, R., Lemond, J., Meijer, J., Picon, L., and Brogniez, H.: Tropical and extra-tropical influences on the distribution of free tropospheric humidity over the intertropical belt, *Surv. Geophys.*, 33, 565–583, <https://doi.org/10.1007/s10712-011-9169-4>, 2012.
- Rose, F. G., Rutan, D. A., Charlock, T., Smith, G. L., and Kato, S.: An Algorithm for the Constraining of Radiative Transfer Calculations to CERES-Observed Broadband Top-of-Atmosphere Irradiance, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 30, 1091–1106, <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-12-00058.1>, 2013.
- Schneider, S. H.: Cloudiness as a Global Climatic Feedback Mechanism: The Effects on the Radiation Balance and Surface Temperature of Variations in Cloudiness, *J. Atmos. Sci.*, 29, 1413–1422, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1972\)029<1413:CAAGCF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1972)029<1413:CAAGCF>2.0.CO;2), 1972.
- Shea, Y. L., Wielicki, B. A., Sun-Mack, S., and Minnis, P.: Quantifying the Dependence of Satellite Cloud Retrievals on Instrument Uncertainty, *J. Climate*, 30, 6959–6976, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0429.1>, 2017.
- Sherwood, S. C., Chae, J.-H., Minnis, P., and McGill, M.: Underestimation of deep convective cloud tops by thermal imagery, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L11102, <https://doi.org/10.1029/2004GL019699>, 2004.
- Sherwood, S. C., Bony, S., Boucher, O., Bretherton, C., Forster, P. M., Gregory, J. M., and Stevens, B.: Adjustments in the Forcing-Feedback Framework for Understanding Climate Change, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 96, 217–228, <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-13-00167.1>, 2015.
- Soden, B. J., Held, I. M., Colman, R., Shell, K. M., Kiehl, J. T., and Shields, C. A.: Quantifying Climate Feedbacks Using Radiative Kernels, *J. Climate*, 21, 3504–3520, <https://doi.org/10.1175/2007JCLI2110.1>, 2008.
- Spencer, R. W. and Braswell, W. D.: How Dry is the Tropical Free Troposphere? Implications for Global Warming Theory, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 78, 1097–1106, [https://doi.org/10.1175/1520-0477\(1997\)078<1097:HDITTF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(1997)078<1097:HDITTF>2.0.CO;2), 1997.
- Stamnes, K., Tsay, S.-C., Wiscombe, W., and Jayaweera, K.: Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media, *Appl. Optics*, 27, 2502–2509, <https://doi.org/10.1364/AO.27.002502>, 1988.
- Stephens, G. L., Vane, D. G., Boain, R. J., Mace, G. G., Sassen, K., Wang, Z., Illingworth, A. J., O’Connor, E. J., Rossow, W. B., Durden, S. L., Miller, S. D., Austin, R. T., Benedetti, A., and Mitrescu, C.: The CloudSat mission and the A-Train: A new dimension of space-based observations of clouds and precipitation, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 83, 1771–1790, <https://doi.org/10.1175/BAMS-83-12-1771>, 2002.
- Stephens, G. L., Winker, D. M., Pelon, J., Trepte, C., Vane, D. G., Yuhas, C. L., L’Ecuyer, T. S., and Lebsock, M. D.: CloudSat and CALIPSO within the A-Train: Ten years of actively observing the Earth system, *B. Am. Meteorol. Soc.*, <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-16-0324.1>, online first, 2017.
- Stubenrauch, C. J., Cros, S., Guignard, A., and Lamquin, N.: A 6-year global cloud climatology from the Atmospheric InfraRed Sounder AIRS and a statistical analysis in synergy with CALIPSO and CloudSat, *Atmos. Chem. Phys.*, 10, 7197–7214, <https://doi.org/10.5194/acp-10-7197-2010>, 2010.
- Stubenrauch, C. J., Rossow, W. B., Kinne, S., Ackerman, S., Cesana, G., Chepfer, H., Di Girolamo, L., Getzewich, B., Guignard, A., Heidinger, A., Maddux, B. C., Menzel, W. P., Minnis, P., Pearl, C., Platnick, S., Poulsen, C., Riedi, J., Sun-Mack, S., Walther, A., Winker, D., Zeng, S., and Zhao, G.: Assessment of Global Cloud Datasets from Satellites: Project and Database Initiated by the GEWEX Radiation Panel, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 94, 1031–1049, <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-12-00117.1>, 2013.
- Su, H., Jiang, J. H., Zhai, C., Shen, T. J., Neelin, J. D., Stephens, G. L., and Yung, Y. L.: Weakening and strengthening structures in the Hadley Circulation change under global warming and implications for cloud response and climate sensitivity, *J. Geophys. Res.*, 119, 5787–5805, <https://doi.org/10.1002/2014JD021642>, 2014.
- Suarez, M. J., Bloom, S., daSilva, A., Dee, D., Bosilovich, M., Chern, J.-D., Pawson, S., Schubert, S., Sienkiewicz, M., Stajner, I., Tan, W.-W., and Wu, M.-L.: Documentation and validation of the Goddard Earth Observing System (GEOS) data assimilation system, version 4, Tech. Rep. Series on Global Modeling and Data Assimilation, Vol. 26, NASA/TM-2005-104606, 181 pp., 2005.
- Taylor, K. E., Crucifix, M., Braconnot, P., Hewitt, C. D., Doutriaux, C., Broccoli, A. J., Mitchell, J. F. B., and Webb, M. J.: Estimating Shortwave Radiative Forcing and Response in Climate Models, *J. Climate*, 20, 2530–2543, <https://doi.org/10.1175/JCLI4143.1>, 2007.
- Vaughan, M. A., Powell, K. A., Winker, D. M., Hostetler, C. A., Kuehn, R. E., Hunt, W. H., Getzewich, B. J., Young, S. A., Liu, Z., and McGill, M. J.: Fully Automated Detection of Cloud and Aerosol Layers in the CALIPSO Lidar Measurements, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 26, 2034–2050, <https://doi.org/10.1175/2009JTECHA1228.1>, 2009.
- Vial, J., Dufresne, J.-L., and Bony, S.: On the interpretation of inter-model spread in CMIP5 climate sensitivity estimates, *Clim. Dy-*

- nam., 41, 3339–3362, <https://doi.org/10.1007/s00382-013-1725-9>, 2013.
- Wang, P.-H., Minnis, P., Wielicki, B. A., Wong, T., and Vann, L. B.: Satellite observations of long-term changes in tropical cloud and outgoing longwave radiation from 1985 to 1998, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 37-1–37-4, <https://doi.org/10.1029/2001GL014264>, 2002.
- Watterson, I. G., Dix, M. R., and Colman, R. A.: A comparison of present and doubled CO₂ climates and feedbacks simulated by three general circulation models, *J. Geophys. Res.*, 104, 1943–1956, <https://doi.org/10.1029/1998JD200049>, 1999.
- Webb, M. J., Lambert, F. H., and Gregory, J. M.: Origins of differences in climate sensitivity, forcing and feedback in climate models, *Clim. Dynam.*, 40, 677–707, <https://doi.org/10.1007/s00382-012-1336-x>, 2013.
- Wetherald, R. T. and Manabe, S.: Cloud Feedback Processes in a General Circulation Model, *J. Atmos. Sci.*, 45, 1397–1416, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1988\)045<1397:CFPIAG>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1988)045<1397:CFPIAG>2.0.CO;2), 1988.
- Wielicki, B. A., Young, D. F., Mlynczak, M. G., Thome, K. J., Leroy, S., Corliss, J., Anderson, J. G., Ao, C. O., Bantges, R., Best, F., Bowman, K., Brindley, H., Butler, J. J., Collins, W., Dykema, J. A., Doelling, D. R., Feldman, D. R., Fox, N., Huang, X., Holz, R., Huang, Y., Jin, Z., Jennings, D., Johnson, D. G., Jucks, K., Kato, S., Kirk-Davidoff, D. B., Knuteson, R., Kopp, G., Kratz, D. P., Liu, X., Lukashin, C., Mannucci, A. J., Phojanamongkolkij, N., Pilewskie, P., Ramaswamy, V., Revercomb, H., Rice, J., Roberts, Y., Roithmayr, C. M., Rose, F., Sandford, S., Shirley, E. L., Smith, W. L., Soden, B., Speth, P. W., Sun, W., Taylor, P. C., Tobin, D., and Xiong, X.: Achieving Climate Change Absolute Accuracy in Orbit, *B. Am. Meteorol. Soc.*, 94, 1519–1539, <https://doi.org/10.1175/BAMS-D-12-00149.1>, 2013.
- Williams, K. D. and Webb, M. J.: A quantitative performance assessment of cloud regimes in climate models, *Clim. Dynam.*, 33, 141–157, <https://doi.org/10.1007/s00382-008-0443-1>, 2009.
- Winker, D. M., Pelon, J., Coakley Jr, J. A., Ackerman, S. A., Charlson, R. J., Colarco, P. R., Flamant, P., Fu, Q., Hoff, R. M., Kittaka, C., Kubar, T. L., Le Treut, H., McCormick, M. P., Mégie, G., Poole, L., Powell, K., Treppe, C., Vaughan, M. A., and Wielicki, B. A.: The CALIPSO Mission: A Global 3D View of Aerosols and Clouds, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 91, 1211–1229, <https://doi.org/10.1175/2010BAMS3009.1>, 2010.
- Yokohata, T., Emori, S., Nozawa, T., Tsushima, Y., Ogura, T., and Kimoto, M.: A simple scheme for climate feedback analysis, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L19703, <https://doi.org/10.1029/2005GL023673>, 2005.
- Yue, Q., Kahn, B. H., Fetzer, E. J., Wong, S., Frey, R., and Meyer, K. G.: On the response of MODIS cloud coverage to global mean surface air temperature, *J. Geophys. Res.*, 122, 966–979, <https://doi.org/10.1002/2016JD025174>, 2017.
- Zelinka, M. D. and Hartmann, D. L.: The observed sensitivity of high clouds to mean surface temperature anomalies in the tropics, *J. Geophys. Res.*, 116, D23103, <https://doi.org/10.1029/2011JD016459>, 2011.
- Zelinka, M. D., Klein, S. A., and Hartmann, D. L.: Computing and Partitioning Cloud Feedbacks Using Cloud Property Histograms. Part I: Cloud Radiative Kernels, *J. Climate*, 25, 3715–3735, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-11-00248.1>, 2012a.
- Zelinka, M. D., Klein, S. A., and Hartmann, D. L.: Computing and partitioning cloud feedbacks using cloud property histograms. Part II: Attribution to changes in cloud amount, altitude, and optical depth, *J. Climate*, 25, 3736–3754, 2012b.
- Zelinka, M. D., Klein, S. A., Taylor, K. E., Andrews, T., Webb, M. J., Gregory, J. M., and Forster, P. M.: Contributions of Different Cloud Types to Feedbacks and Rapid Adjustments in CMIP5, *J. Climate*, 26, 5007–5027, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00555.1>, 2013.
- Zelinka, M. D., Zhou, C., and Klein, S. A.: Insights from a refined decomposition of cloud feedbacks, *Geophys. Res. Lett.*, 43, 9259–9269, <https://doi.org/10.1002/2016GL069917>, 2016.
- Zhang, M. H., Lin, W. Y., Klein, S. A., Bacmeister, J. T., Bony, S., Cederwall, R. T., Del Genio, A. D., Hack, J. J., Loeb, N. G., Lohmann, U., Minnis, P., Musat, I., Pincus, R., Stier, P., Suarez, M. J., Webb, M. J., Wu, J. B., Xie, S. C., Yao, M.-S., and Zhang, J. H.: Comparing clouds and their seasonal variations in 10 atmospheric general circulation models with satellite measurements, *J. Geophys. Res.*, 110, D15S02, <https://doi.org/10.1029/2004JD005021>, 2005.
- Zhang, Y., Rossow, W. B., Lacis, A. A., Oinas, V., and Mishchenko, M. I.: Calculation of radiative fluxes from the surface to top of atmosphere based on ISCCP and other global data sets: Refinements of the radiative transfer model and the input data, *J. Geophys. Res.*, 109, D19105, <https://doi.org/10.1029/2003JD004457>, 2004.
- Zhou, C., Zelinka, M. D., Dessler, A. E., and Yang P.: An Analysis of the Short-Term Cloud Feedback Using MODIS Data, *J. Climate*, 26, 4803–4815, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-12-00547.1>, 2013.

Annexe **E**

Publication II : *Using space lidar observations to decompose longwave cloud radiative effect variations over the last decade*

Article publié le 7 décembre 2017 dans la revue *Geophysical Research Letters*. Une version éditée de ce document a été publiée par AGU. ©2017. American Geophysical Union.

Citation : VAILLANT DE GUÉLIS, T., CHEPFER, H., NOEL, V., GUZMAN, R., WINKER, D. M., et PLOUGONVEN R. (2017). « Using space lidar observations to decompose longwave cloud radiative effect variations over the last decade ». Dans : *Geophysical Research Letters*. DOI : 10.1002/2017GL074628

Using space lidar observations to decompose Longwave Cloud Radiative Effect variations over the last decade

Thibault Vaillant de Guélis¹, Hélène Chepfer¹, Vincent Noel², Rodrigo Guzman¹, David M. Winker³, and Riwal Plougonven¹

¹LMD/IPSL, Sorbonne Universités, UPMC Univ Paris 06, École polytechnique, Université Paris Saclay, CNRS, Palaiseau, France.

²Laboratoire d'Aérodynamique, CNRS, Toulouse, France.

³NASA Langley Research Center, Hampton, Virginia, USA.

Corresponding author: Thibault Vaillant de Guélis (thibault.vaillant-de-guelis@lmd.polytechnique.fr)

Key Points:

- Spaceborne lidar observations are useful tools to decompose the temporal variations of the Cloud Radiative Effect into components
- In the central tropical Pacific, opaque cloud cover (47 %) and temperature (33 %) contribute the most to the LWCRE variations observed
- At global scale, opaque cloud cover contributes twice (58 %) as much as opaque cloud temperature (28 %) to the LWCRE variations observed

Key words: space-lidar, cloud radiative effect, temporal variations, decomposition, cloud profile, cloud opacity, cloud temperature, cloud cover

Abstract

Measurements of the longwave cloud radiative effect (LWCRE) at the top of the atmosphere assess the contribution of clouds to the Earth warming, but do not quantify the cloud property variations that are responsible for the LWCRE variations. The CALIPSO space-lidar observes directly the detailed profile of cloud, cloud opacity, and cloud cover. Here we use these observations to quantify the influence of cloud properties on the variations of the LWCRE observed between 2008 and 2015 in the tropics and at global scale. At global scale, the method proposed here gives good results except over the Southern Ocean. We find that the global LWCRE variations observed over ocean are mostly due to variations in the opaque cloud properties (82 %); transparent cloud columns contributed 18 %. Variation of opaque cloud cover is the first contributor to the LWCRE evolution (58 %); opaque cloud temperature is the second contributor (28 %).

1 Introduction

As climate warms under the influence of human activities, cloud properties (cover, profiles, and opacity) are expected to change. Multi-model analysis suggest that changes in cloud properties will contribute to enhance the cloud warming effect as climate warms, but the amplitude of the cloud feedback remains uncertain [e.g. *Caldwell et al.*, 2016]. Sorting out the contributions of cloud property variations to the top of the atmosphere (TOA) cloud radiative effect (CRE) variations is a useful step to progress in our understanding of cloud–radiation interactions in present day climate and also to progress in our understanding of how clouds will evolve as climate warms.

Based on multi-model analysis, longwave (LW) cloud feedback is half of the total cloud feedback and inter-model spread is large [*Zelinka et al.*, 2016]. Recent model studies have successfully isolated the contributions of different cloud properties (cloud-top altitude, optical depth, and total amount) to the simulated LW cloud feedback [e.g. *Zelinka et al.*, 2012a, 2012b] using cloud radiative kernels with joint cloud-top pressure and optical depth (CTP- τ) histograms from the International Satellite Cloud Climatology Project (ISCCP) [*Rossow and Schiffer*, 1999] simulator [*Klein and Jakob*, 1999]. As a result, LW cloud feedback appears to strongly depend on variations in cloud vertical profile [e.g. *Zelinka et al.*, 2012b]. Moreover, variations in cloud vertical profile are expected to be a more robust signature of climate change than variations in CRE or total cloud cover because their predicted changes fall within the range of variability in the current observational record [*Chepfer et al.*, 2014].

Observational studies trying to isolate the contributions of cloud properties to variations in LW TOA radiation are generally based on cloud radiative kernels with CTP- τ histograms from passive measurements [e.g. *Zhou et al.*, 2013; *Wang and Su*, 2015; *Norris et al.*, 2016; *Yue et al.*, 2016]. However, the essential variations in the cloud vertical profile derived from passive remote sensing are uncertain. The cloud height is inferred from cloud top temperature rather than directly measuring the height or vertical profile. When derived from active remote sensing techniques they are much more precise and reliable because active sensors directly measure the time of flight of the photons between the emitter and the cloud [e.g. *Sherwood et al.*, 2004; *Michele et al.*, 2013; *Stubenrauch et al.*, 2013]. This is particularly true in presence of multilayer clouds where passive retrievals are ambiguous [e.g. *Holz et al.*, 2008]. *Mace and Wrenn* [2013] showed that active observations give more accurate CTP- τ histograms than passive does. *Kato et al.* [2011] also showed CRE is more accurate using active sensors, again mostly due to more accurate cloud heights and especially in presence of multilayer clouds. Further, *Shea et al.* [2017] recently showed that uncertainties in 11 μm passive retrievals of cloud effective temperature of today's instrument (0.54–0.68 K) are ten times greater than requirement to detect a trend following the Climate Absolute Radiance and Refractivity Observatory [CLARREO; *Wielicki et al.*, 2013] goal. Moreover, a long-time record with high stability is essential to study clouds and climate feedback [*Wielicki et al.*, 2013], and current passive instruments have shown limited calibration stability over decadal time scales [e.g. *Evan et al.*, 2007; *Norris and Evan*, 2015].

For a decade, satellite-borne active sensors such as the Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization [CALIOP; *Winker et al.*, 2010] on board the Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observations (CALIPSO) and the Cloud Profiling Radar (CPR) from CloudSat [*Stephens et al.*, 2002] have been providing a detailed and accurate view of the cloud vertical distribution. Those observations are accurate and have the potential to stay stable over a long-time record. Indeed, lidar calibration is more stable than passive sensors because it uses the upper atmosphere as a calibration target, long-term calibration drift is near-zero. However, only 10 years of records are currently available. This is not enough to study cloud changes associated to human-cause warming but is relevant to characterize co-variations of cloud properties and TOA radiations in present day climate.

In this study, we build on simplified radiative transfer model studies [*Yokohata et al.*, 2005; *Taylor et al.*, 2007] to propose a new method, based on spaceborne lidar observations, to partition the LWCRE variations into contributions from different cloud properties. LWCRE decomposition has already been used with the kernel method applied to lidar observations but only for cirrus clouds [*Zhou et al.*, 2014]. Here we use all lidar cloud observations with the lidar-derived LWCRE expression from *Vaillant de Guélis et al.* [2017] which they show is validated against the Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) measurements (see Table S1 in Supporting Information). Our active-instrument-based-framework profits from a direct measurement of altitude change, unlike the radiative-kernel-based-framework using cloud radiative kernels where cloud altitude change is inferred from changes in cloud amount of several bins of the CTP- τ histogram. The new framework we propose uses cloud property data for opaque clouds and thin (non-opaque) clouds, which makes sense because whether clouds are opaque or not are critical to LW radiative flux. This framework could be useful to see the impacts of changes in vertical profile of clouds to global LW feedback, especially changes cannot be resolved in the traditional seven vertical levels in the ISCCP.

In section 2, we present a method that (i) partitions the TOA LWCRE variations into components due to cloud property variations and (ii) quantifies the fractional contribution of each cloud property to the LWCRE variations over almost a decade. In section 3, we verify the validity of the method on a well-documented El Niño

event case, and examine which cloud property is the main driver of the monthly mean LWCRE temporal variations between 2008 and 2015, in a tropical region and at global scale. Concluding remarks and perspectives are made in section 4.

2 Data and Methods

2.1 Observations

Guzman et al. [2017] showed that CALIOP lidar observations allow a robust and stable measurement of opaque clouds whose coverage and altitude are strongly correlated with the LWCRE. So, hereafter we split the atmosphere into three atmospheric column categories: clear sky column, opaque cloud column, and thin cloud column. In opaque cloud columns, the lidar beam is fully attenuated at the altitude of opacity Z_{Opaque} . This altitude is reached by the lidar for an optical depth τ_{VIS} , integrated from the TOA, of about 3 to 5 [*Vaughan et al.*, 2009]. This corresponds to a cloud LW emissivity of 0.8 to 0.9, considering that diffusion can be neglected in the LW domain and $\tau_{VIS}/\tau_{LW} \approx 2$ [*Garnier et al.*, 2015]. Unlike opaque clouds, thin clouds are semi-transparent with optical depths smaller than 3–5, and the laser beam passes through them entirely. Note that the separation between opaque cloud columns and thin cloud columns is only made by the presence or not of Z_{Opaque} . As a consequence, optically thin cloud layers above optically opaque clouds are included in the “opaque cloud column” category.

The LWCRE is defined as the difference between clear sky Outgoing LW Radiation OLR_{Clear} and all sky OLR_{Total} . The opaque cloud radiative effect $LWCRE_{Opaque}$ depends on the opaque cloud cover C_{Opaque} , the opaque cloud radiative temperature T_{Opaque} — average between the cloud top temperature and temperature at Z_{Opaque} using the temperature profiles of the NASA Global Modeling and Assimilation Office (GMAO) reanalysis [*Suarez et al.*, 2005] —, and OLR_{Clear} [*Vaillant de Guélis et al.*, 2017] (Text S1). The thin cloud radiative effect $LWCRE_{Thin}$ depends on the thin cloud cover C_{Thin} , the thin cloud radiative temperature T_{Thin} — average between the cloud top temperature and the cloud base temperature —, the thin cloud emissivity ϵ_{Thin} , and OLR_{Clear} . The $LWCRE_{Total}$ due to all clouds is the sum of $LWCRE_{Opaque}$ and $LWCRE_{Thin}$.

In this paper, we use 8 years (2008–2015) of monthly mean CALIPSO and CERES observations. Data collected before January 2008 are not considered because the CALIOP lidar view angle was changed from 0.3 to 3 degrees in November 2007. Before the view angle was increased to 3 degrees, presence of oriented ice crystals may lead to a different relation between Z_{Opaque} and LWCRE in opaque clouds. In order to avoid all possible uncertainties due to solar noise, results presented in this paper are only for nighttime conditions. Furthermore, we restricted this study to observations over oceans to avoid uncertainties due to the ground temperature diurnal cycle over land. The gridded ($2^\circ \times 2^\circ$) monthly mean cloud properties C_{Opaque} , T_{Opaque} , C_{Thin} , T_{Thin} , and ϵ_{Thin} observations [*Vaillant de Guélis et al.*, 2017] are derived from the GCM-Oriented CALIPSO Cloud Product (GOCCP)-OPAQ [GOCCP v3.0, *Chepfer et al.*, 2010; *Cesana and Chepfer*, 2013; *Guzman et al.*, 2017] coupled with ERA-Interim reanalysis [*Dee et al.*, 2011]. These gridded cloud properties will be publicized in the next version of GOCCP. The clear sky OLR_{Clear} observations are obtained from $1^\circ \times 1^\circ$ monthly mean CERES-EBAF [Energy Balanced and Filled, Edition 2.8, *Loeb et al.*, 2009] product (made from day and night observations), that we average over $2^\circ \times 2^\circ$ grid boxes. We used two different LWCRE datasets: one from the CERES-EBAF product called the “CERES-derived total LWCRE” $LWCRE_{Total}^{(CERES)}$, and one called the “lidar-derived total LWCRE” $LWCRE_{Total}^{(LID)}$ which is the sum of $LWCRE_{Opaque}^{(LID)}$ and $LWCRE_{Thin}^{(LID)}$ derived from lidar cloud observations (see next section).

2.2 Method

Using time series of spaceborne lidar and broad-band radiometer measurements, we first present the method to partition the LWCRE change between two states into components due to cloud property variations. Second, we describe the method use to determine the fractional contribution for each cloud property to the LWCRE variations during the last decade.

2.2.1 Decomposing LWCRE change between two states

The change in $LWCRE_{Total}^{(LID)}$ ($\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}$) between two states of the atmosphere, t_1 and t_2 , can be written as:

$$\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)} = \Delta LWCRE_{Opaque}^{(LID)} + \Delta LWCRE_{Thin}^{(LID)} \quad (1)$$

where $\Delta LWCRE_{Opaque}^{(LID)}$ is the change in $LWCRE_{Opaque}^{(LID)}$ between t_1 and t_2 , and $\Delta LWCRE_{Thin}^{(LID)}$ is the change in $LWCRE_{Thin}^{(LID)}$ between t_1 and t_2 .

The opaque term $\Delta LWCRE_{Opaque}^{(LID)}$ can be expressed as a sum of changes due to C_{Opaque} , T_{Opaque} , OLR_{Clear} , and a residual non-linear term (NL):

$$\Delta LWCRE_{Opaque}^{(LID)} = \frac{\partial LWCRE_{Opaque}^{(LID)}}{\partial C_{Opaque}} \Delta C_{Opaque} + \frac{\partial LWCRE_{Opaque}^{(LID)}}{\partial T_{Opaque}} \Delta T_{Opaque} + \frac{\partial LWCRE_{Opaque}^{(LID)}}{\partial OLR_{Clear}} \Delta OLR_{Clear} + \Delta LWCRE_{Opaque}^{(LID)}_{NL}, \quad (2)$$

where the three partial derivatives can be obtained from the simple relationship between $LWCRE_{Opaque}^{(LID)}$, C_{Opaque} , T_{Opaque} , and OLR_{Clear} given in Supporting Information (Text S1). The residual non-linear term cancel out ($\Delta LWCRE_{Opaque}^{(LID)}_{NL} = 0$) when derivatives are computed at the mean of the two states $\frac{t_1+t_2}{2}$ (details in Text S2), as stated in Taylor *et al.* [2007].

Similarly, the thin term ($\Delta LWCRE_{Thin}^{(LID)}$) can be expressed as:

$$\Delta LWCRE_{Thin}^{(LID)} = \frac{\partial LWCRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial C_{Thin}} \Delta C_{Thin} + \frac{\partial LWCRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial T_{Thin}} \Delta T_{Thin} + \frac{\partial LWCRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial \varepsilon_{Thin}} \Delta \varepsilon_{Thin} + \frac{\partial LWCRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial OLR_{Clear}} \Delta OLR_{Clear} + \Delta LWCRE_{Thin}^{(LID)}_{NL}, \quad (3)$$

where the four partial derivatives can be obtained from the simple relationship between $LWCRE_{Thin}^{(LID)}$, C_{Thin} , T_{Thin} , ε_{Thin} , and OLR_{Clear} given in Supporting Information (Text S1). The residual term $\Delta LWCRE_{Thin}^{(LID)}_{NL}$ is quite negligible (details in Text S2). For example, when applied to the El Niño Southern Oscillation (ENSO) case presented in the following section, $\Delta LWCRE_{Thin}^{(LID)}_{NL}$ always represents less than 5 % of $\Delta LWCRE_{Thin}^{(LID)}$ and less than 2 % of $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}$.

We apply Eqs. (2) and (3) over the 8 years (2008–2015) time period: the subscript “1” refers to monthly mean value, and the subscript “2” refers to the 8 years annual mean. Doing that we obtain the partitioning of the variations of the interannual anomaly $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}$ between 2008 and 2015 into contributions due to variations of the five cloud properties: C_{Opaque} , T_{Opaque} , C_{Thin} , T_{Thin} , ε_{Thin} , and OLR_{Clear} .

2.2.2 Determining the fractional contribution for each cloud property to the LWCRE variations during the last decade

To estimate which cloud properties are the main drivers of the variations in the interannual anomaly $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$, we estimate the fractional contribution V_i of each cloud property $i = \{C_{Opaque}, C_{Thin}, T_{Opaque}, T_{Thin}, \varepsilon_{Thin}, (OLR_{Clear})\}$ to the variation of $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}$. We apply the following equation from Boer and Yu (2003), but instead of spatial variation we consider the temporal variation:

$$V_i = \frac{\langle \Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t) \Delta LWCRE_i^{(LID)}(t) \rangle}{\sigma_{\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)}^2}, \quad (4)$$

where $\langle \Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t) \Delta LWCRE_i^{(LID)}(t) \rangle$ is the covariance between the i^{th} contributor of $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ and $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$, and $\sigma_{\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)}^2$ the temporal variance of $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$. The fractional contributions sum to unity, but can be negative. When negative, the contribution indicates that it reduces the variance through anti-correlation with other contributions.

3 Results

In this section, we determine which cloud property is responsible for the changes in the observed LWCRE using the method described previously. First, we focus on a well-documented case study, namely the 2015 El Niño Southern Oscillation event, in order to verify the validity of the method. Then, we use this same method to examine which cloud property is the main driver of the variations of $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ between 2008 and 2015.

3.1 Testing the method on a case study

We apply the method described in Sect. 2 to the 2015-October November December (OND) El Niño anomaly $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}$, defined as the difference between the 2015-OND mean with the mean of OND months over the 2008–2015 period.

The changes of opaque and thin cloud properties (Figs. S1 and S2) directly affect the LWCRE. Figure 1b shows that the lidar-derived LWCRE changes inferred from these observed cloud properties. It shows consistent patterns with the LWCRE changes measured by CERES (Fig. 1a). Differences in amplitude between these two figures are due to difference of sampling (full swath vs. nadir) and to time of observations (night and day vs. nighttime only). As a proof, Fig. S4 shows how well the lidar-derived LWCRE fits with the CERES-derived LWCRE when using only nighttime measurements from CERES collocated with the CALIPSO ground-track [C3M; Kato *et al.*, 2011]. We show in Fig. 1 (see also 2009–10 El Niño in Fig. S3) the contribution, over the equatorial Pacific Ocean, of each of the five cloud properties to $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}$ (Fig. 1b). We first split $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}$ into its opaque cloud contribution $\Delta LWCRE_{Opaque}^{(LID)}$ (Fig. 1c) and thin cloud contribution $\Delta LWCRE_{Thin}^{(LID)}$ (Fig. 1d). Then, using Eqs. (2) and (3) we show contributions due to anomalies in opaque cloud cover and temperature (Figs. 1e,f), and in thin cloud cover, temperature, and emissivity (Figs. 1g,h,i). Very significantly, we notice that $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}$ (Fig. 1b) is almost entirely due to the contribution of opaque clouds (Fig. 1c). The strong positive anomaly of $LWCRE_{Total}^{(LID)}$ over the central tropical Pacific [$160^\circ \text{ E} - 160^\circ \text{ W}$; $10^\circ \text{ S} - 10^\circ \text{ N}$] where the ascending branch of the Walker cell is located ($+24 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$), is mostly due to the increase of opaque cloud cover ($+11 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$) and the decrease of opaque cloud temperature ($+9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$). The negative anomaly of $LWCRE_{Total}^{(LID)}$ over the western tropical Pacific [$100^\circ \text{ E} - 140^\circ \text{ E}$; $10^\circ \text{ S} - 10^\circ \text{ N}$] is also mostly due to opaque clouds for the opposite reasons. One can also notice that the positive anomaly of $LWCRE_{Total}^{(LID)}$ at the eastern part of Pacific Ocean over the equator [$150^\circ \text{ W} - 90^\circ \text{ W}$; $0^\circ - 10^\circ \text{ N}$] where ITCZ reinforces ($+14 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$), is mostly due to opaque cloud temperature ($+10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$). Indeed, in this region, opaque cloud cover remains approximately the same (Fig. S1a) while clouds have risen to higher (colder) altitudes (Fig. S1b). As the South–East part of the tropical Pacific does not show change in the vertical motion anomaly at 500 hPa (Fig. S1f), cloud regime and cloud properties do not change there (Figs. S1a–e), and the $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}$ is insignificant (Fig. 1b). Contributions from individual cloud property changes on $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}$ during this El Niño event agree with previous studies using LW cloud radiative kernels derived from ISCCP joint CTP- τ histogram [Wang and Su, 2015]: for example, they found like us that the positive LWCRE anomaly over the central tropical Pacific and the negative LWCRE anomaly over the western tropical Pacific during El Niño, are approximately equal due to a change in cloud amount and cloud altitude. If our results are consistent with Wang and Su [2015] in term of pattern, signs, and variables, our study differs from Wang and Su [2015] in the amplitudes, most likely because the El Niño event analyzed is not the same [Su and Jiang, 2013]. In the present study, partitioning from active lidar remote sensing can clearly separate opaque clouds and thin clouds using the atmospheric opacity measurement of Guzman *et al.* [2017] and provides a greater accuracy on the contribution due to cloud altitude change. This reveals the large role of opaque cloud changes in the LWCRE anomaly during an El Niño event.

3.2 Which cloud property is the main driver of $LWCRE_{Total}^{(LID)}$ variations between 2008 and 2015?

We now present the partitioning of the temporal variations of $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ into cloud property contributions over eight years, from January 2008 to December 2015, in the central tropical Pacific region as this region is very sensitive to the displacement of the Walker cell and so shows large LWCRE and cloud property change amplitudes [Wang and Su, 2015]. After that, we examine which cloud property is the main driver of the $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ variations between 2008 and 2015, in both the central Pacific region and at global scale.

Figure 2 presents time-series of the monthly mean anomalies $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}$ partitioned into contributions due to opaque cloud property variations and thin cloud property variations over the central tropical Pacific and at global scale. Temporal variations of these cloud properties are shown in Fig. S5. Fig. 2a shows the lidar-derived time-series $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ (black line) — which correctly reproduces the CERES-derived time-series $\Delta LWCRE_{Total}^{(CERES)}(t)$ (Fig. S5a; red line; $R = 0.97$) — is clearly driven by opaque cloud contribution time-series $\Delta LWCRE_{Opaque}^{(LID)}(t)$ (orange line) over the central tropical Pacific region. In this region, the amplitudes of the $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ are strong because cloud cover (Fig. S5b) and cloud vertical structure (Fig. S5c) are very sensitive to ENSO (multivariate ENSO index, Fig. S5a). As an example, the 2009–10 El Niño event presents a strong positive $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}$ anomaly, due to a decrease of the opaque and thin cloud temperatures and an increase of the opaque and thin cloud coverage in this region. Figs. 2b,c show quantitatively the contribution of these changes in opaque and thin cloud properties using the method presented in Sect. 2.2.2. Clearly, opaque cloud cover contribution (Fig. 2b, purple) drives $\Delta LWCRE_{Total}^{(CERES)}(t)$ variations, followed by the opaque cloud temperature contribution (Fig. 2b, green). Thin cloud property contributions (Fig. 2c) do not seem to play a significant role. At global scale (Fig. 2, right), the lidar-derived time-series $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ fits a little less well

($R = 0.65$) the CERES-derived $\Delta LWCRE_{Total}^{(CERES)}(t)$ (Fig. S5d), mainly due to errors over the Southern Ocean ($R = 0.56$; see Table S3). To drive the $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ variations, contribution of a cloud property should be large and in the same way than $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$. It appears that opaque cloud cover contribution (Fig. 2e, purple) drives $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ most of the time, though opaque cloud temperature contribution (Fig. 2e, green) seems to be the driver for some periods (2010, 2015). Again, thin cloud property contributions (Fig. 2f) do not seem to play a significant role, except perhaps thin cloud temperature (Fig. 2f, green). We can also note that if ENSO clearly drives all the variations in central tropical Pacific (Fig. S5a), it is not the case at global scale (Fig. S5). There are differences in the contribution of cloud property effect to the LWCRE in the central tropical Pacific and at global scale, suggesting the dominant mechanisms in the tropics are counter-acted at the global scale by competing processes. At global scale, the $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ variations do not seem to be driven by a specific region. Splitting global ocean into tropics [$30^\circ S - 30^\circ N$] and midlatitudes [$30^\circ - 65^\circ$] shows that the $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ variations in both regions track the global scale $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ variations (Fig. S6).

Using Eq. (4), we can attribute for each component its fractional contribution to the $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ variations between 2008 and 2015. This lets us organize the different contributions into a hierarchy, and emphasize the main drivers responsible for the $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ variations. Figure 3a shows the fractional contributions of each components. Clearly, changes in opaque cloud properties drive (73 %) the $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ variations between 2008 and 2015 over the central tropical Pacific region. Changes in C_{Opaque} contribute the most (47 %), followed by changes in T_{Opaque} (33 %). The weak negative contribution from clear sky (-6% for $Clear_0$) is due to the fact that changes in OLR_{Clear} tend to diminish the $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ anomaly caused by cloud changes. Indeed, warm phases of ENSO correspond to a strong positive anomaly of $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$, due to cloud property anomalies, which is slightly diminished by the decrease in OLR_{Clear} due to an increase of the humidity in this region.

Figure 3b shows the same fractional contributions but at global scale. Again, opaque clouds seem to largely drive the $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ variations between 2008 and 2015 (82 %), albeit the opaque cloud cover only represents half of the global mean total cloud cover over the entire Earth oceans [Vaillant de Guélis et al., 2017]. Opaque cloud cover appears to play the major role (58 %), certainly mainly because of strong variations of opaque cloud cover in the midlatitude regions (see Table S2). Opaque cloud temperature plays a less important role (28 %). Finally, thin clouds make a small contribution, mostly due to changes in cloud temperature (22 %). Though opaque clouds contribute much more to $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ than thin clouds, the LWCRE of high opaque cloud cover changes is largely cancelled by their SWCRE [Loeb et al., 2009; Zelinka et al., 2012a]. As a result, the opaque cloud cover changes may not contribute too much to net CRE. Even though our approach lets us quantify the roles played by different cloud properties, the results at global scale need to be looked with caution as the $\Delta LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)$ temporal variations at this scale fit less well with CERES observations than over central tropical Pacific region.

4 Conclusions

This paper presents a method that uses, for the first time, observations collected by lidar on-board satellite to decompose the interannual variations of the monthly mean LWCRE anomaly into contributions due to changes in five cloud properties: opaque cloud cover, opaque cloud temperature, thin cloud cover, thin cloud temperature, and thin cloud emissivity. We apply this method to the CALIPSO 2008–2015 record and find the following results:

- In the central tropical Pacific (Fig. 3a), 73 % of LWCRE interannual variations observed between 2008 and 2015 are due to changes in opaque clouds, the other 27 % are due to changes in thin clouds. The two opaque cloud properties — opaque cloud cover and opaque cloud temperature — strongly contribute to LWCRE interannual variations (respectively 47 % and 33 %).

- At global scale (Fig. 3b), the LWCRE interannual variations observed during the 2008–2015 period are also mostly (82 %) driven by changes in opaque clouds while thin clouds only contribute 18 %. LWCRE interannual variations are more influenced by changes in the opaque cloud cover (58 %) than changes in the opaque cloud temperature (28 %).

Our results highlight the important radiative role played by opaque clouds: representing half of the global mean total cloud cover over the oceans, they are responsible for 82 % of the global monthly mean LWCRE interannual variations. These results also underline the usefulness of spaceborne lidar observations to better understand LWCRE changes. Due to their accuracy and stability over time, a multi-decade lidar-in-space record, analyzed as in the current paper, can provide observational constraints on LW cloud feedbacks. CALIOP over the last decade, the upcoming spaceborne lidar from EarthCARE [Illingworth et al., 2015] to be launched in 2019, and hopefully a third lidar afterwards may allow construction of a sufficiently long spaceborne lidar record.

Meanwhile, it is planned to implement the cloud properties used in this method into the CFMIP Observation Simulator Package [COSP; Bodas-Salcedo et al., 2011] lidar simulator [Chepfer et al., 2008; Cesana and Chepfer, 2012; Guzman et al., 2017]. With these new simulator outputs, we plan to study how climate models simulate the interannual co-variations of cloud properties and the LWCRE, and compute the internal variability cloud feedback, the so-called "short-term" cloud feedback [Dessler, 2010, 2013], in climate models that we could compare to the short-term cloud feedback in observations.

Acknowledgments

We would like to thank NASA/CNES for access to the CALIPSO level 1 data and the ClimServ center for the use of the computing cluster. We also thank CNES for supporting the development of CALIPSO-GOCCP. The GOCCP v3.0 products presented in this article are available online through the GOCCP website at <http://climserv.ipsl.polytechnique.fr/cfmip-obs/>. CERES-EBAF data were obtained from the NASA Langley Research Center CERES ordering tool at <http://ceres.larc.nasa.gov/>. The authors are grateful to the three anonymous reviewers of this paper for helpful comments and suggestions.

References

- Bodas-Salcedo, A., M. J. Webb, S. Bony, H. Chepfer, J. L. Dufresne, S. A. Klein, Y. Zhang, R. Marchand, J. M. Haynes, R. Pincus, and V. O. John (2011), COSP: Satellite simulation software for model assessment, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 92(8), 1023, doi:10.1175/2011BAMS2856.1.
- Boer, G., and B. Yu (2003), Climate sensitivity and response, *Clim. Dyn.*, 20(4), 415–429, doi:10.1007/s00382-002-0283-3.
- Caldwell, P. M., M. D. Zelinka, K. E. Taylor, and K. Marvel (2016), Quantifying the Sources of Intermodel Spread in Equilibrium Climate Sensitivity, *J. Clim.*, 29(2), 513–524, doi:10.1175/JCLI-D-15-0352.1.
- Cesana, G., and H. Chepfer (2012), How well do climate models simulate cloud vertical structure? A comparison between CALIPSO-GOCCP satellite observations and CMIP5 models, *Geophys. Res. Lett.*, 39(20), L20803, doi:10.1029/2012GL053153.
- Cesana, G., and H. Chepfer (2013), Evaluation of the cloud thermodynamic phase in a climate model using CALIPSO-GOCCP, *J. Geophys. Res.*, 118(14), 7922–7937, doi:10.1002/jgrd.50376.
- Chepfer, H., S. Bony, D. Winker, M. Chiriaco, J.-L. Dufresne, and G. Sèze (2008), Use of CALIPSO lidar observations to evaluate the cloudiness simulated by a climate model, *Geophys. Res. Lett.*, 35(15), L15704, doi:10.1029/2008GL034207.
- Chepfer, H., S. Bony, D. Winker, G. Cesana, J. L. Dufresne, P. Minnis, C. J. Stubenrauch, and S. Zeng (2010), The GCM-Oriented CALIPSO Cloud Product (CALIPSO-GOCCP), *J. Geophys. Res.*, 115, D00H16, doi:10.1029/2009JD012251.
- Chepfer, H., V. Noel, D. Winker, and M. Chiriaco (2014), Where and when will we observe cloud changes due to climate warming?, *Geophys. Res. Lett.*, 41(23), 8387–8395, doi:10.1002/2014GL061792.
- Dee, D. P. et al. (2011), The ERA-Interim reanalysis: Configuration and performance of the data assimilation system, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 137(656), 553–597, doi:10.1002/qj.828.
- Dessler, A. E. (2010), A Determination of the Cloud Feedback from Climate Variations over the Past Decade, *Science*, 330(6010), 1523–1527, doi:10.1126/science.1192546.
- Dessler, A. E. (2013), Observations of Climate Feedbacks over 2000–10 and Comparisons to Climate Models, *J. Clim.*, 26(1), 333–342, doi:10.1175/JCLI-D-11-00640.1.
- Evan, A. T., A. K. Heidinger, and D. J. Vimont (2007), Arguments against a physical long-term trend in global ISCCP cloud amounts, *Geophys. Res. Lett.*, 34(4), L04701, doi:10.1029/2006GL028083.
- Garnier, A., J. Pelon, M. A. Vaughan, D. M. Winker, C. R. Trepte, and P. Dubuisson (2015), Lidar multiple scattering factors inferred from CALIPSO lidar and IIR retrievals of semi-transparent cirrus cloud optical depths over oceans, *Atmos. Meas. Tech.*, 8(7), 2759–2774, doi:10.5194/amt-8-2759-2015.
- Guzman, R., H. Chepfer, V. Noel, T. Vaillant de Guélis, J. E. Kay, P. Raberanto, G. Cesana, M. A. Vaughan, and D. M. Winker (2017), Direct atmosphere opacity observations from CALIPSO provide new constraints on cloud-radiation interactions, *J. Geophys. Res.*, 122(2), 1066–1085, doi:10.1002/2016JD025946.

- Holz, R. E., S. A. Ackerman, F. W. Nagle, R. Frey, S. Dutcher, R. E. Kuehn, M. A. Vaughan, and B. Baum (2008), Global Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) cloud detection and height evaluation using CALIOP, *J. Geophys. Res.*, *113*(D8), D00A19, doi:10.1029/2008JD009837.
- Illingworth, A. J. et al. (2015), The EarthCARE Satellite: The Next Step Forward in Global Measurements of Clouds, Aerosols, Precipitation, and Radiation, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *96*(8), 1311–1332, doi:10.1175/BAMS-D-12-00227.1.
- Kato, S., F. G. Rose, S. Sun-Mack, W. F. Miller, Y. Chen, D. A. Rutan, G. L. Stephens, N. G. Loeb, P. Minnis, B. A. Wielicki, D. M. Winker, T. P. Charlock, P. W. Stackhouse, K.-M. Xu, and W. D. Collins (2011), Improvements of top-of-atmosphere and surface irradiance computations with CALIPSO-, CloudSat-, and MODIS-derived cloud and aerosol properties, *J. Geophys. Res.*, *116*(D19), D19209, doi:10.1029/2011JD016050, 2011.
- Klein, S. A., and C. Jakob (1999), Validation and sensitivities of frontal clouds simulated by the ECMWF model, *Mon. Weather Rev.*, *127*(10), 2514–2531, doi:10.1175/1520-0493(1999)127<2514:VASOFC>2.0.CO;2.
- Loeb, N. G., B. A. Wielicki, D. R. Doelling, G. L. Smith, D. F. Keyes, S. Kato, N. Manalo-Smith, and T. Wong (2009), Toward optimal closure of the Earth's top-of-atmosphere radiation budget, *J. Clim.*, *22*(3), 748–766, doi:10.1175/2008JCLI2637.1.
- Mace, G. G., and F. J. Wrenn (2013), Evaluation of the Hydrometeor Layers in the East and West Pacific within ISCCP Cloud-Top Pressure–Optical Depth Bins Using Merged *CloudSat* and *CALIPSO* Data, *J. Clim.*, *26*(23), 9429–9444, doi:10.1175/JCLI-D-12-00207.1.
- di Michele, S., T. McNally, P. Bauer, and I. Genkova (2013), Quality Assessment of Cloud-Top Height Estimates From Satellite IR Radiances Using the CALIPSO Lidar, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, *51*(4), 2454–2464, doi:10.1109/TGRS.2012.2210721.
- Norris, J. R., and A. T. Evan (2015), Empirical Removal of Artifacts from the ISCCP and PATMOS-x Satellite Cloud Records, *J. Atmos. Ocean. Technol.*, *32*(4), 691–702, doi:10.1175/JTECH-D-14-00058.1.
- Norris, J. R., R. J. Allen, A. T. Evan, M. D. Zelinka, C. W. O'Dell, and S. A. Klein (2016), Evidence for climate change in the satellite cloud record, *Nature*, *536*, 72–75, doi:10.1038/nature18273.
- Rossow, W. B., and R. A. Schiffer (1999), Advances in understanding clouds from ISCCP, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *80*(11), 2261–2287, doi:10.1175/1520-0477(1999)080<2261:AIUCFI>2.0.CO;2.
- Shea, Y. L., B. A. Wielicki, S. Sun-Mack, and P. Minnis (2017), Quantifying the Dependence of Satellite Cloud Retrievals on Instrument Uncertainty, *J. Clim.*, doi:10.1175/JCLI-D-16-0429.1.
- Sherwood, S. C., J.-H. Chae, P. Minnis, and M. McGill (2004), Underestimation of deep convective cloud tops by thermal imagery, *Geophys. Res. Lett.*, *31*(11), L11102, doi:10.1029/2004GL019699.
- Stephens, G. L. et al. (2002), The CloudSat mission and the A-Train: A new dimension of space-based observations of clouds and precipitation, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *83*(12), 1771–1790, doi:10.1175/BAMS-83-12-1771.
- Stubenrauch, C. J. et al. (2013), Assessment of Global Cloud Datasets from Satellites: Project and Database Initiated by the GEWEX Radiation Panel, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *94*(7), 1031–1049, doi:10.1175/BAMS-D-12-00117.1.
- Su, H., and J. H. Jiang (2013), Tropical Clouds and Circulation Changes during the 2006/07 and 2009/10 El Niños, *J. Clim.*, *26*(2), 399–413, doi:10.1175/JCLI-D-12-00152.1.
- Suarez, M. J., Bloom, S., daSilva, A., Dee, D., Bosilovich, M., Chern, J.-D., Pawson, S., Schubert, S., Sienkiewicz, M., Stajner, I., Tan, W.-W., and M.-L. Wu (2005), Documentation and validation of the Goddard Earth Observing System (GEOS) data assimilation system, version 4.
- Taylor, K. E., M. Crucifix, P. Braconnot, C. D. Hewitt, C. Doutriaux, A. J. Broccoli, J. F. B. Mitchell, and M. J. Webb (2007), Estimating Shortwave Radiative Forcing and Response in Climate Models, *J. Clim.*, *20*(11), 2530–2543, doi:10.1175/JCLI4143.1.
- Vaillant de Guélis, T., H. Chepfer, V. Noel, R. Guzman, P. Dubuisson, D. M. Winker, and S. Kato (2017), Link between the Outgoing Longwave Radiation and the altitude where the space-borne lidar beam is fully attenuated, *Atmos. Meas. Tech. Discuss.*, in review, doi:10.5194/amt-2017-115.

- Vaughan, M. A., K. A. Powell, D. M. Winker, C. A. Hostetler, R. E. Kuehn, W. H. Hunt, B. J. Getzewich, S. A. Young, Z. Liu, and M. J. McGill (2009), Fully Automated Detection of Cloud and Aerosol Layers in the CALIPSO Lidar Measurements, *J. Atmos. Ocean. Technol.*, *26*(10), 2034–2050, doi:10.1175/2009JTECHA1228.1.
- Wang, H., and W. Su (2015), The ENSO effects on tropical clouds and top-of-atmosphere cloud radiative effects in CMIP5 models, *J. Geophys. Res.*, *120*(10), 4443–4465, doi:10.1002/2014JD022337.
- Wielicki, B. A. et al. (2013), Achieving Climate Change Absolute Accuracy in Orbit, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *94*(10), 1519–1539, doi:10.1175/BAMS-D-12-00149.1.
- Winker, D. M. et al. (2010), The CALIPSO Mission: A Global 3D View of Aerosols and Clouds, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *91*(9), 1211–1229, doi:10.1175/2010BAMS3009.1.
- Yokohata, T., S. Emori, T. Nozawa, Y. Tsushima, T. Ogura, and M. Kimoto (2005), A simple scheme for climate feedback analysis, *Geophys. Res. Lett.*, *32*(19), L19703, doi:10.1029/2005GL023673.
- Yue, Q., B. H. Kahn, E. J. Fetzer, M. Schreier, S. Wong, X. Chen, and X. Huang (2016), Observation-Based Longwave Cloud Radiative Kernels Derived from the A-Train, *J. Clim.*, *29*(6), 2023–2040, doi:10.1175/JCLI-D-15-0257.1.
- Zelinka, M. D., S. A. Klein, and D. L. Hartmann (2012a), Computing and Partitioning Cloud Feedbacks Using Cloud Property Histograms. Part I: Cloud Radiative Kernels, *J. Clim.*, *25*(11), 3715–3735, doi:10.1175/JCLI-D-11-00248.1.
- Zelinka, M. D., S. A. Klein, and D. L. Hartmann (2012b), Computing and partitioning cloud feedbacks using cloud property histograms. Part II: Attribution to changes in cloud amount, altitude, and optical depth, *J. Clim.*, *25*(11), 3736–3754.
- Zelinka, M. D., C. Zhou, and S. A. Klein (2016), Insights from a refined decomposition of cloud feedbacks, *Geophys. Res. Lett.*, *43*(17), 9259–9269, doi:10.1002/2016GL069917.
- Zhou, C., M. D. Zelinka, A. E. Dessler, and P. Yang (2013), An Analysis of the Short-Term Cloud Feedback Using MODIS Data, *J. Clim.*, *26*(13), 4803–4815, doi:10.1175/JCLI-D-12-00547.1.
- Zhou, C., A. E. Dessler, M. D. Zelinka, P. Yang, and T. Wang (2014), Cirrus feedback on inter-annual climate fluctuations, *Geophys. Res. Lett.*, *41*(24), 9166–9173, doi:10.1002/2014GL062095.

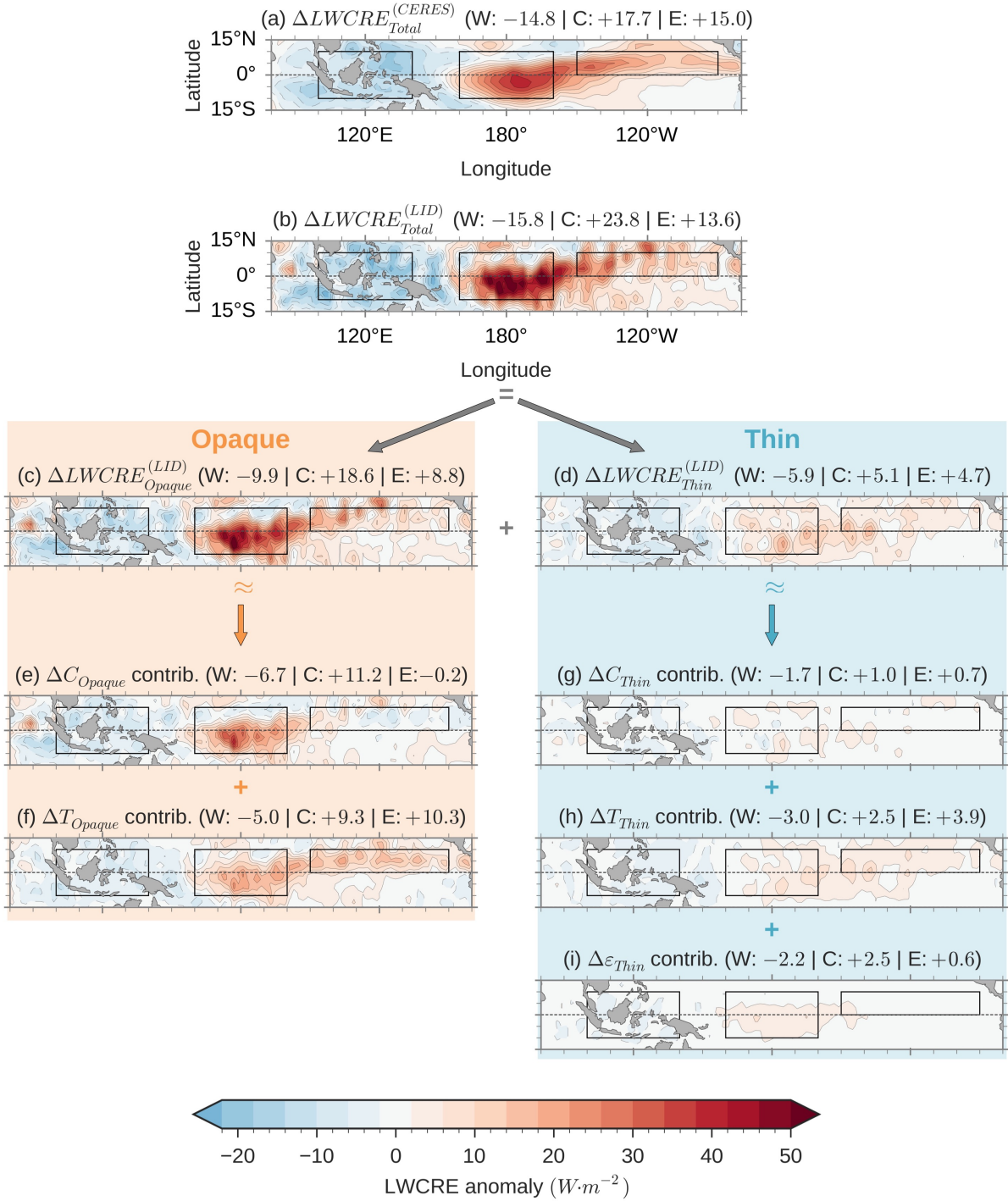


Figure 1. Partitioning of the TOA LWCRE anomaly during the 2015 El Niño into components. (a) CERES-derived LWCRE anomaly. (b) Lidar-derived LWCRE anomaly, partitioned into (c) Opaque LWCRE anomaly, and (d) Thin LWCRE anomaly, both in turn partitioned into components due to changes in (e) Opaque cloud cover, (e) Opaque cloud temperature, (g) Thin cloud cover, (h) Thin cloud temperature, and (i) Thin cloud emissivity. Anomaly computed from the 2015-OND El Niño event compared to the mean of OND months on the 2008–2015 period. CERES-derived values are from CERES-EBAF Ed. 2.8 product. Lidar-derived values are only from nighttime observations. Mean values (in $W \cdot m^{-2}$) over the western tropical Pacific [$100^\circ E - 140^\circ E$; $10^\circ S - 10^\circ N$], the central tropical Pacific [$160^\circ E - 160^\circ W$; $10^\circ S - 10^\circ N$], and the eastern tropical Pacific [$150^\circ W - 90^\circ W$; $0^\circ - 10^\circ N$] are given in parentheses. Sums do not match perfectly because of components due to OLR_{Clear} change contribution to $\Delta LWCRE_{Opaque}^{(LID)}$ (see Eq. (2)) [ΔOLR_{Clear} contrib: (W: +1.6 | C: -1.9 | E: -1.2)] and OLR_{Clear} change contribution to $\Delta LWCRE_{Thin}^{(LID)}$ (see Eq. (4)) [ΔOLR_{Clear} contrib: (W: +1.0 | C: -1.0 | E: -0.4)]. Non-linear residuals are almost negligible.

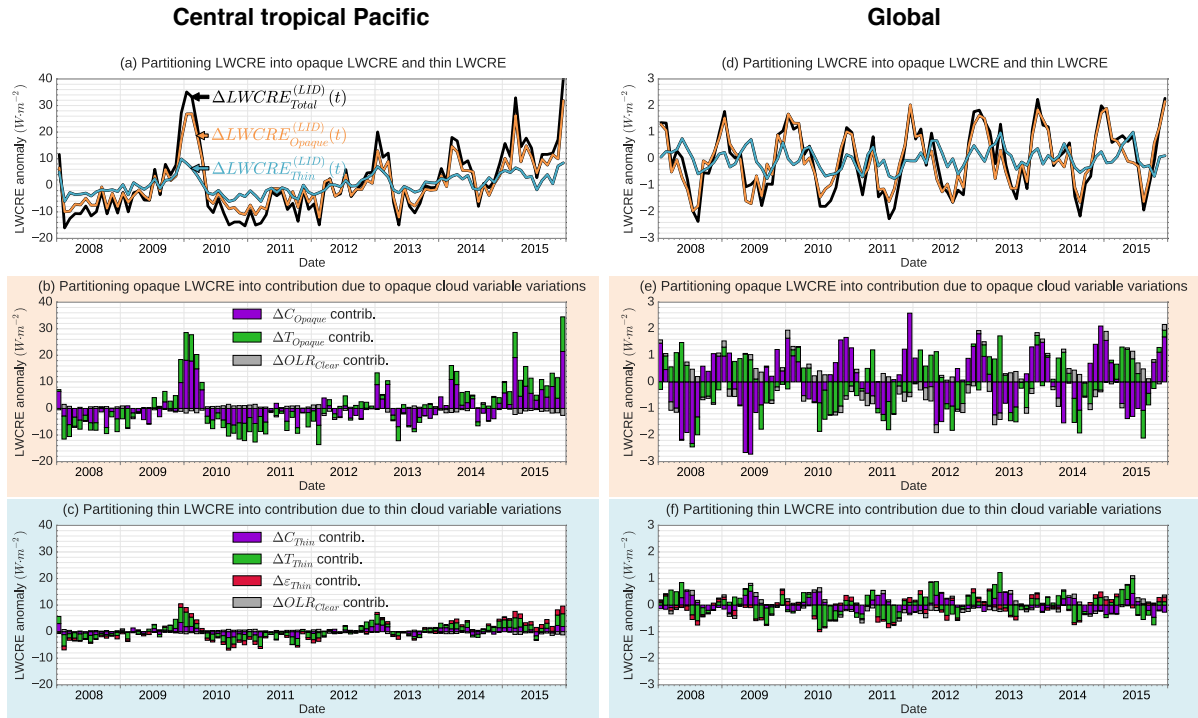


Figure 2. Partitioning of the lidar-derived TOA LWCRE time-series of monthly mean anomalies between 2008 and 2015 over the central tropical Pacific region [160° E – 160° W; 10° S – 10° N] (left) and at global scale (right) in cloud properties contributions. (a,d) Total LWCRE partitioned in opaque cloud and thin cloud contributions, both in turn partitioned in contributions of (b,e) opaque cloud cover, opaque cloud temperature and clear sky properties and (c,f) thin cloud cover, thin cloud temperature, thin cloud emissivity and clear sky properties. Only nighttime observations over oceans are considered.

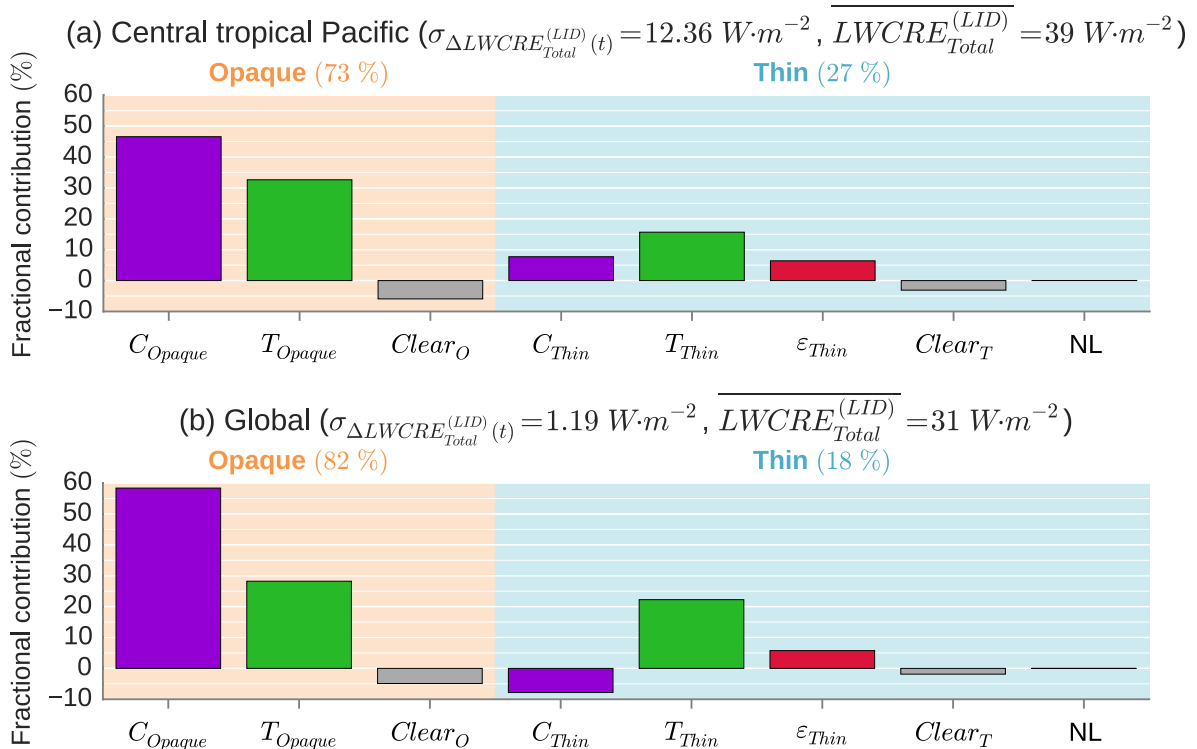


Figure 3. (a) Fractional contribution of opaque and thin cloud properties to the TOA $LWCRE_{Total}^{(LID)}$ variations between 2008 and 2015. Monthly mean anomalies over the central tropical Pacific region [160° E – 160° W; 10° S – 10° N] for the 2008–2015 period. (b) Idem at global scale. Only nighttime observations over oceans are considered.



Geophysical Research Letters

Supporting Information for

Using space lidar observations to decompose Longwave Cloud Radiative Effect variations over the last decade

Thibault Vaillant de Guélis¹, H el ene Chepfer¹, Vincent Noel², Rodrigo Guzman¹, David M. Winker³, and Riwal Plougonven¹

¹LMD/IPSL, Sorbonne Universit es, UPMC Univ Paris 06,  cole polytechnique, Palaiseau, France.

²Laboratoire d'A rologie, CNRS, Toulouse, France.

³NASA Langley Research Center, Hampton, Virginia, USA.

Contents of this file

Text S1 to S3
Figures S1 to S6
Tables S1 to S3

Introduction

Text S1 provides a short summary of the method used in this paper to compute the longwave cloud radiative effect (LWCRE) from cloud properties of opaque and thin clouds which can be derived from satellite-based lidar observations.

Text S2 details the computation of the non-linear term in Eqs. (2–5).

Text S3 discusses cloud property changes during the 2015-OND El Niño event illustrated by Fig. S1.

Figure S1 shows cloud property changes during the 2015-OND El Niño.

Figures S2 and S3 are the same than Figs. S1 and 1 but for 2009/10 El Niño event instead of 2015/16 El Niño event.

Figure S4 shows the comparison of differences between annual mean lidar-derived LWCRE and annual mean CERES-derived LWCRE when using the CERES-EBAF Ed. 2.8 product or only nighttime measurements of CERES collocated with CALIOP.

Figure S5 shows the time-series between 2008 and 2015 over the central tropical Pacific region and at global scale of monthly mean anomalies of CERES-derived TOA LWCRE compared to lidar-derived TOA LWCRE and cloud properties: opaque and thin cloud cover, and opaque and thin cloud temperature.

Figure S6 shows the time-series between 2008 and 2015 of lidar-derived TOA LWCRE at global scale, in the tropics and in the midlatitudes.

Table S1 shows how well the simplified radiative calculation method reproduces the OLR calculated by a radiative transfer model and observed by CERES.

Tables S2 and S3 give, for several regions, statistics of cloud properties and LWCRE temporal variations, and the fractional contribution to the LWCRE temporal variations of each cloud property.

Text S1.

The lidar-derived total longwave cloud radiative effect ($LWCRE_{Total}^{(LID)}$) is computed as the sum of the lidar-derived opaque longwave cloud radiative effect ($LWCRE_{Opaque}^{(LID)}$) and the lidar-derived thin longwave cloud radiative effect ($LWCRE_{Thin}^{(LID)}$). The expressions of this two contributions are:

$$LWCRE_{Opaque}^{(LID)} = C_{Opaque} \left(OLR_{Clear}^{(CERES)} - OLR_{Opaque}^{(LID)} \right) \quad (S1)$$

$$LWCRE_{Thin}^{(LID)} = C_{Thin} \left(OLR_{Clear}^{(CERES)} - OLR_{Thin}^{(LID)} \right) \quad (S2)$$

where C_{Opaque} and C_{Thin} are the covers of opaque and thin clouds, $OLR_{Clear}^{(CERES)}$ the outgoing LW radiation under clear sky condition from the CERES-EBAF product, and $OLR_{Opaque}^{(LID)}$ and $OLR_{Thin}^{(LID)}$ the lidar-derived outgoing LW radiation expressed as in Table S1. Using expressions of Table S1, it comes:

$$LWCRE_{Opaque}^{(LID)} = C_{Opaque} \left(OLR_{Clear}^{(CERES)} - 2.0T_{Opaque} + 310 \right) \quad (S3)$$

$$LWCRE_{Thin}^{(LID)} = C_{Thin} \varepsilon_{Thin} \left(OLR_{Clear}^{(CERES)} - 2.0T_{Thin} + 310 \right) \quad (S4)$$

ε_{Thin} is the emissivity of thin clouds (emissivity of opaque clouds is considered to be 1), and T_{Opaque} and T_{Thin} are the radiative temperatures of opaque and thin clouds defined as:

$$T_{Opaque} = \frac{T_{Top} + T_{Z_{Opaque}}}{2} \quad (S5)$$

$$T_{Thin} = \frac{T_{Top} + T_{Base}}{2} \quad (S6)$$

where T_{Top} , T_{Base} , and $T_{Z_{Opaque}}$ are the temperatures at cloud top, cloud base and Z_{Opaque} .

The details of the method can be found in Vaillant de Guélis, T., H. Chepfer, V. Noel, R. Guzman, P. Dubuisson, D. M. Winker, and S. Kato (2017), Link between the Outgoing Longwave Radiation and the altitude where the space-borne lidar beam is fully attenuated, *Atmos. Meas. Tech. Discuss.*, in review, doi:10.5194/amt-2017-115.

Text S2.

Opaque non-linear term: Eq. (S3) is a second-order multivariate polynomial. Estimating the derivatives of the first-order Taylor expansion of a second-order multivariate polynomial at the mean of the states $(X + \frac{\Delta X}{2})$ gives exactly the difference between the polynomial evaluated at the two states. We first show the demonstration on the simplest second-order multivariate polynomial $f(X = (x, y)) = xy$, and then show it works on Eq. (2).

- Evaluating the first-order Taylor expansion of f in $X + \frac{\Delta X}{2}$ gives:

$$\frac{\partial f}{\partial x} \left(X + \frac{\Delta X}{2} \right) \Delta x + \frac{\partial f}{\partial y} \left(X + \frac{\Delta X}{2} \right) \Delta y = \left(y + \frac{\Delta y}{2} \right) \Delta x + \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) \Delta y = x\Delta y + y\Delta x + \Delta x\Delta y \quad (S7)$$

which is exactly equal to:

$$\Delta f = f(X + \Delta X) - f(X) = (x + \Delta x)(y + \Delta y) - xy = x\Delta y + y\Delta x + \Delta x\Delta y \quad (S8)$$

- Evaluating Eq. (2) at the mean of the two states, it comes:

$$\begin{aligned} \Delta LWCRE_{Opaque}^{(LID)} &= \left(\frac{OLRClear_1 + OLRClear_2}{2} - 2.0 \frac{T_{Opaque_1} + T_{Opaque_2}}{2} + 310 \right) (C_{Opaque_2} - C_{Opaque_1}) \\ &\quad - 2.0 \frac{C_{Opaque_1} + C_{Opaque_2}}{2} (T_{Opaque_2} - T_{Opaque_1}) \\ &\quad + \frac{C_{Opaque_1} + C_{Opaque_2}}{2} (OLRClear_2 - OLRClear_1) + \Delta LWCRE_{Opaque_{NL}}^{(LID)} \\ &= \underbrace{C_{Opaque_2} (OLRClear_2 - 2.0T_{Opaque_2} + 310)}_{LWCRE_{Opaque_2}^{(LID)}} - \underbrace{C_{Opaque_1} (OLRClear_1 - 2.0T_{Opaque_1} + 310)}_{LWCRE_{Opaque_1}^{(LID)}} + \Delta LWCRE_{Opaque_{NL}}^{(LID)} \end{aligned} \quad (S9)$$

$$\Rightarrow \Delta LWCRE_{Opaque_{NL}}^{(LID)} = 0 \quad \square \quad (S10)$$

Thin non-linear term: Eq. (S4) is a third-order multivariate polynomial. Estimating the derivatives of the first-order Taylor expansion of a third-order multivariate polynomial at the mean of the states $(X + \frac{\Delta X}{2})$ gives the difference between the polynomial evaluated at the two states but missing a quantity which is equal to a quarter of the third-order terms of the Taylor expansion. We first show the demonstration on the simplest third-order multivariate polynomial $f(X = (x, y, z)) = xyz$, and then show it works on Eq. (3).

- Evaluating the first-order Taylor expansion of f in $X + \frac{\Delta X}{2}$ gives:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial x} \left(X + \frac{\Delta X}{2} \right) \Delta x + \frac{\partial f}{\partial y} \left(X + \frac{\Delta X}{2} \right) \Delta y + \frac{\partial f}{\partial z} \left(X + \frac{\Delta X}{2} \right) \Delta z \\ = \left(y + \frac{\Delta y}{2} \right) \left(z + \frac{\Delta z}{2} \right) \Delta x + \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) \left(z + \frac{\Delta z}{2} \right) \Delta y + \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) \left(y + \frac{\Delta y}{2} \right) \Delta z \\ = xy\Delta z + xz\Delta y + yz\Delta x + x\Delta y\Delta z + y\Delta x\Delta z + z\Delta x\Delta y + \frac{3}{4} \Delta x\Delta y\Delta z \end{aligned} \quad (S11)$$

which is almost equal to:

$$\begin{aligned}\Delta f &= f(X + \Delta X) - f(X) = (x + \Delta x)(y + \Delta y)(z + \Delta z) - xyz \\ &= xy\Delta z + xz\Delta y + yz\Delta x + x\Delta y\Delta z + y\Delta x\Delta z + z\Delta x\Delta y + \Delta x\Delta y\Delta z\end{aligned}\quad (\text{S12})$$

missing only $\frac{1}{4} \frac{\partial^3 f}{\partial x \partial y \partial z} = \frac{1}{4} \Delta x \Delta y \Delta z$

➤ Evaluating Eq. (3) at the mean of the two states, it comes:

$$\begin{aligned}\Delta LWCRE_{Thin}^{(LID)} &= \frac{\varepsilon_{Thin_1} + \varepsilon_{Thin_2}}{2} \left(\frac{OLR_{Clear_1} + OLR_{Clear_2}}{2} - 2.0 \frac{T_{Thin_1} + T_{Thin_2}}{2} + 310 \right) (C_{Thin_2} - C_{Thin_1}) \\ &\quad - 2.0 \frac{C_{Thin_1} + C_{Thin_2}}{2} \frac{\varepsilon_{Thin_1} + \varepsilon_{Thin_2}}{2} (T_{Thin_2} - T_{Thin_1}) \\ &\quad + \frac{C_{Thin_1} + C_{Thin_2}}{2} \left(\frac{OLR_{Clear_1} + OLR_{Clear_2}}{2} - 2.0 \frac{T_{Thin_1} + T_{Thin_2}}{2} + 310 \right) (\varepsilon_{Thin_2} - \varepsilon_{Thin_1}) \\ &\quad + \frac{C_{Thin_1} + C_{Thin_2}}{2} \frac{\varepsilon_{Thin_1} + \varepsilon_{Thin_2}}{2} (OLR_{Clear_2} - OLR_{Clear_1}) + \Delta LWCRE_{Thin\ NL}^{(LID)} \\ &= \underbrace{C_{Thin_2} \varepsilon_{Thin_2} (OLR_{Clear_2} - 2.0 T_{Thin_2} + 310)}_{LWCRE_{Opaque_2}^{(LID)}} - \underbrace{C_{Thin_1} \varepsilon_{Thin_1} (OLR_{Clear_1} - 2.0 T_{Thin_1} + 310)}_{LWCRE_{Opaque_1}^{(LID)}} + Q + \Delta LWCRE_{Thin\ NL}^{(LID)}\end{aligned}\quad (\text{S13})$$

$$\text{with } Q = -\frac{1}{4} \left(\frac{\partial^3 LWCRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial C_{Thin} \partial T_{Thin} \partial \varepsilon_{Thin}} + \frac{\partial^3 LWCRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial C_{Thin} \partial \varepsilon_{Thin} \partial OLR_{Clear}} \right)$$

$$\begin{aligned}\Rightarrow \Delta LWCRE_{Thin\ NL}^{(LID)} &= \frac{1}{4} \left(\frac{\partial^3 LWCRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial C_{Thin} \partial T_{Thin} \partial \varepsilon_{Thin}} + \underbrace{\frac{\partial^3 LWCRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial C_{Thin} \partial T_{Thin} \partial OLR_{Clear}}}_{=0} + \frac{\partial^3 LWCRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial C_{Thin} \partial \varepsilon_{Thin} \partial OLR_{Clear}} + \underbrace{\frac{\partial^3 LWCRE_{Thin}^{(LID)}}{\partial T_{Thin} \partial \varepsilon_{Thin} \partial OLR_{Clear}}}_{=0} \right) \quad \square \\ &= 0\end{aligned}\quad (\text{S14})$$

Text S3.

Figures S1a-e show opaque and thin cloud property anomalies over the equatorial Pacific Ocean and Fig. S1f shows the vertical motion anomaly at 500 hPa from ERA-Interim reanalysis during the 2015 El Niño (see also 2009–10 El Niño in Fig. S2). In each of the five cloud properties (Figs. S1a-e), we clearly see the displacement of the ascending branch of the Walker cell from the Indonesian region, where convection weakens, to the middle of the Pacific Ocean where convection is strengthened or created (Fig. S1f). Where the ascending branch of the Walker cell occurs, the opaque cloud cover strongly increases ($\sim +10/30$ % between 170° E and 150° W) and rises in altitude (temperature $\sim -15/35$ K). At the same time, the thin cloud emissivity strongly increases ($\sim +0.05/0.15$), and thin cloud temperature decreases ($\sim -5/25$ K). Inversely, near Indonesia, where ascending motion weakens, cloud cover diminishes (~ -10 %) and cloud altitude decreases (temperature $\sim +15$ K) comparably for both opaque and thin clouds. North of the equator, from 140° W to the Central America coast, where the Intertropical Convergence Zone (ITCZ) intensifies (Fig. S1f, green zone), opaque and thin cloud covers are more or less unchanged and temperatures decrease slightly. The results shown in Fig. S1 are qualitatively consistent with *Su and Jiang* [2013], who used 250 m vertical resolution cloud profiles from CALIPSO/CloudSat to document the spatial redistribution of cloud during the 2009–2010 El Niño event. As an example, Fig. 5 from *Su and Jiang* [2013] shows at high altitudes a strong increase in cloud fraction between 160° E and 140° W ($\sim +10/25$ % at 100–200 hPa) and a decrease in cloud fraction between 90° E and 160° E ($\sim -15/25$ % around 100 hPa) during December January February (DJF) 2009–2010. Even if it is not the same El Niño event, these changes are well captured by the change in cloud cover and temperature shown in Fig. S1. In addition, a strong increase of cloud water content between 160° E and 140° W (Fig. 5 of *Su and Jiang* [2013]) is consistent with a greater increase of opaque cloud cover than thin cloud cover (Figs. S1a,c) and with the increase of thin cloud emissivity (Fig. S1e). This suggests that the five cloud properties shown in Figs. S1a-e are well suited to describe the main features of the cloud redistribution during an El Niño event.

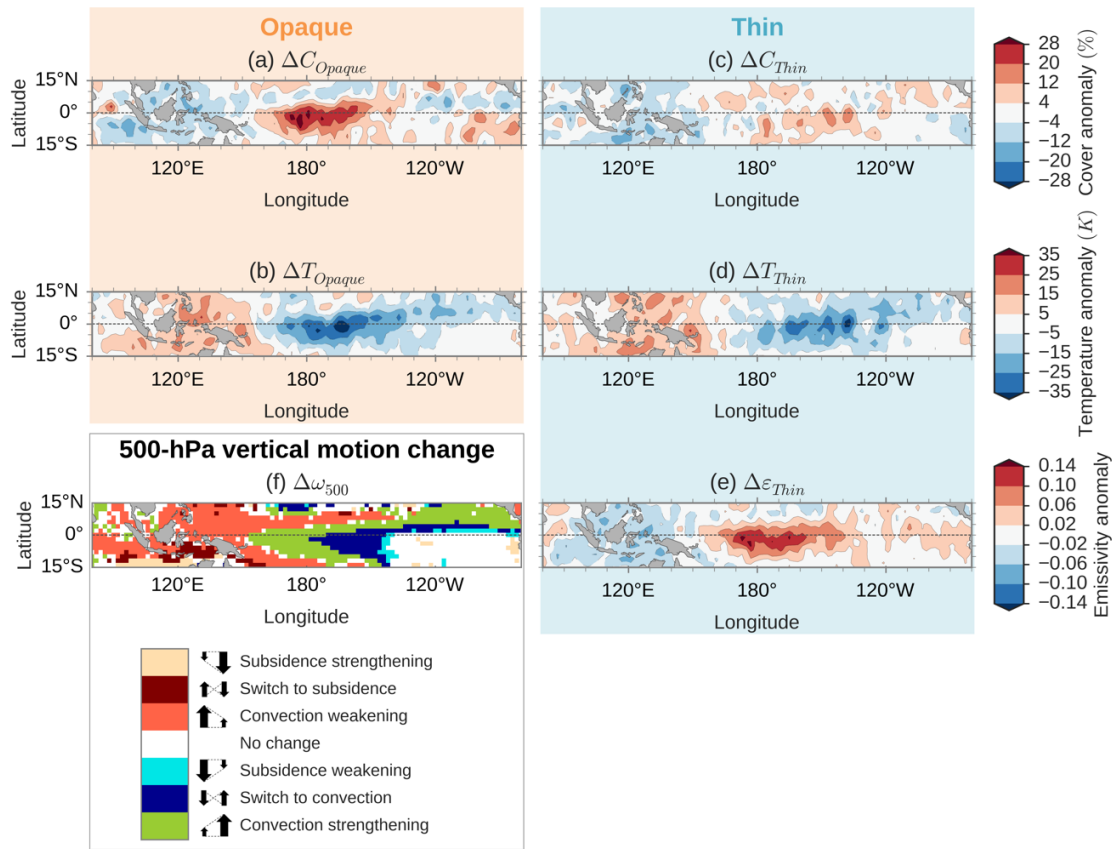


Figure S1. Anomaly of the observed cloud properties during the 2015 El Niño: (a) Opaque cloud cover, (b) Opaque cloud temperature, (c) Thin cloud cover, (d) Thin cloud temperature, (e) Thin cloud emissivity, and (f) 500-hPa vertical motion (“No change”: $-5 < \Delta\omega_{500} < 5$ hPa·day⁻¹). Anomalies computed from the 2015-OND El Niño event are compared to the mean of OND months over the 2008–2015 period. Only nighttime observations over oceans are considered.

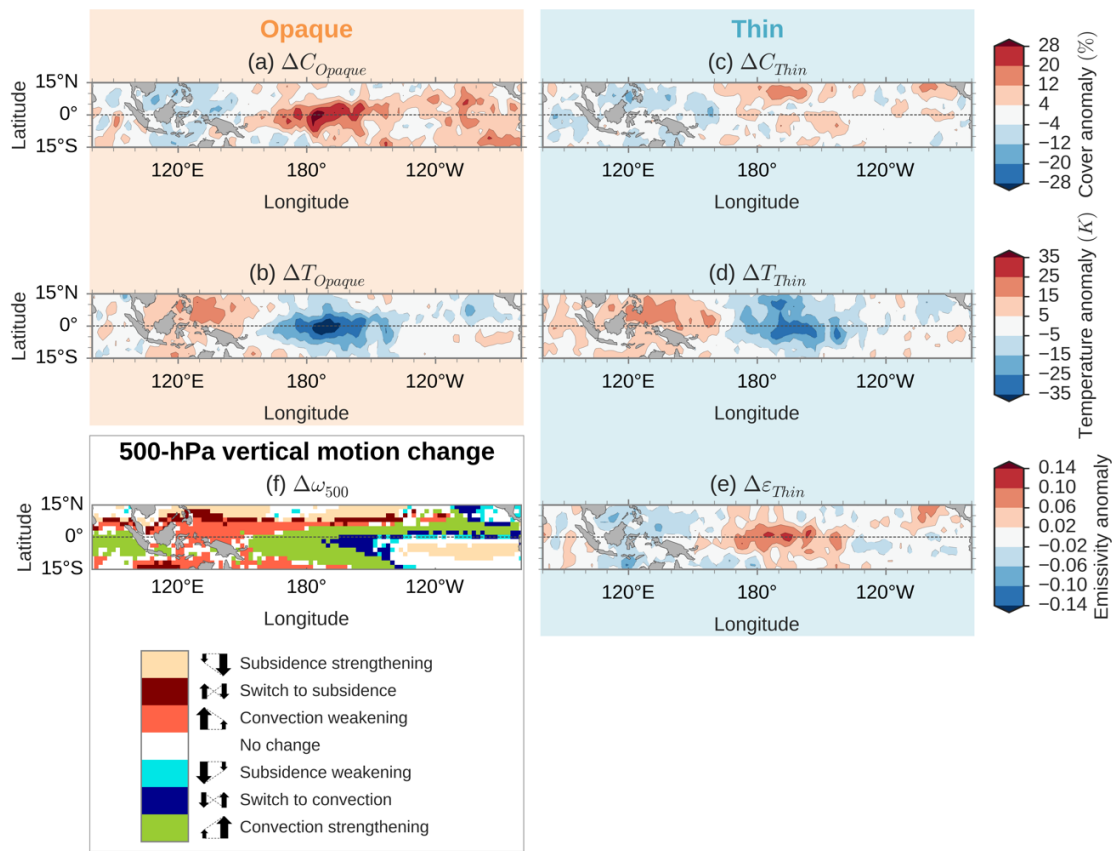


Figure S2. As Fig. S1 for 2010-JFM El Niño.

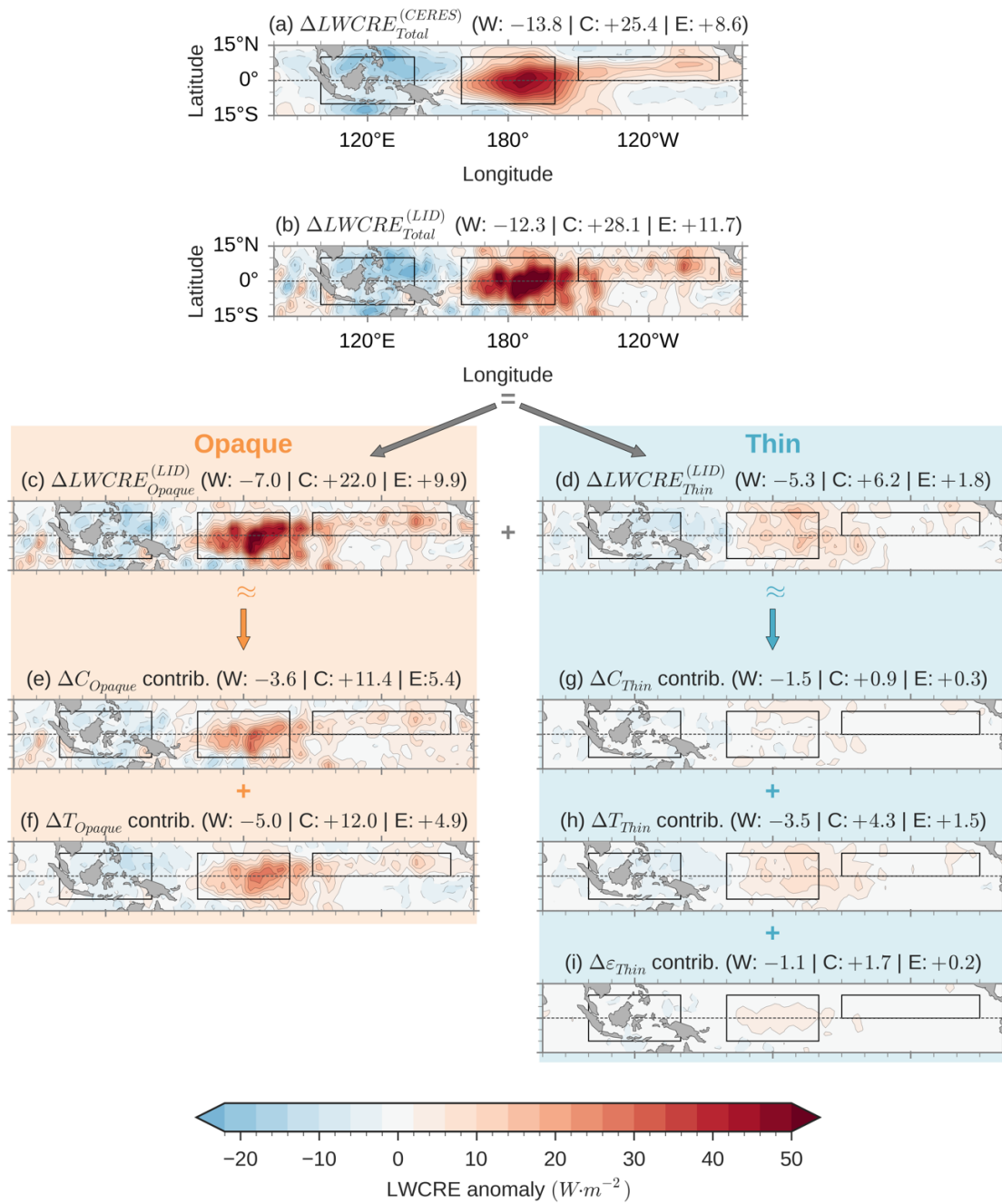


Figure S3. As Fig. 1 for 2010-JFM El Niño.

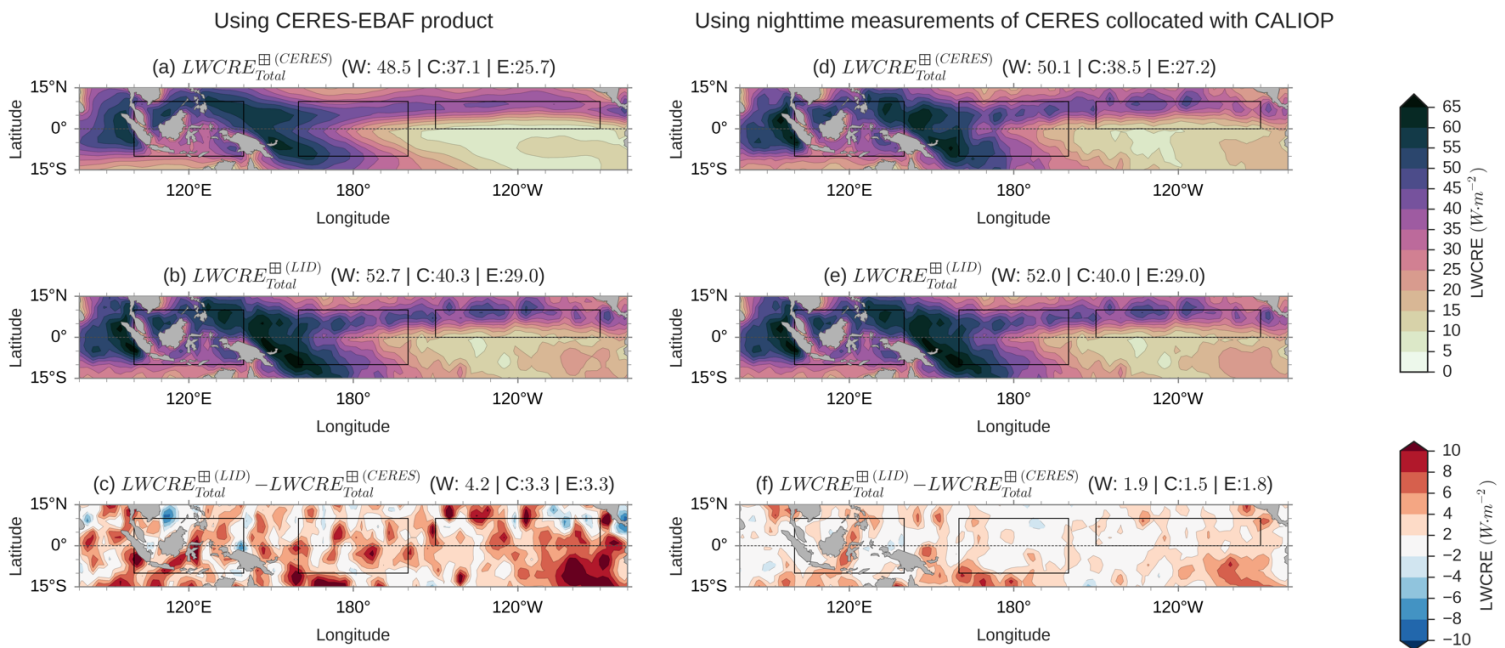


Figure S4. Comparison of differences between annual mean lidar-derived and CERES-derived LWCRE when using the CERES-EBAF Ed. 2.8 product (left) or only nighttime measurements of CERES collocated with CALIOP (right). (a,d) CERES-derived LWCRE, (b,e) lidar-derived CERES, (c) = (b) – (a), and (f) = (e) – (d). We see that difference in (c) are mainly due to difference of sampling (full swath vs. nadir) and to time of observations (night and day vs. nighttime only) between the two instruments. Only nighttime measurements of CERES collocated with CALIOP are from the CALIPSO, CloudSat, CERES, and MODIS Merged Product [C3M; *Kato et al.*, 2011]. From this product, we also use the clear sky OLR in the computation of (e). This is the reason why (e) slightly differs from (b). Results shown are for the year 2009.

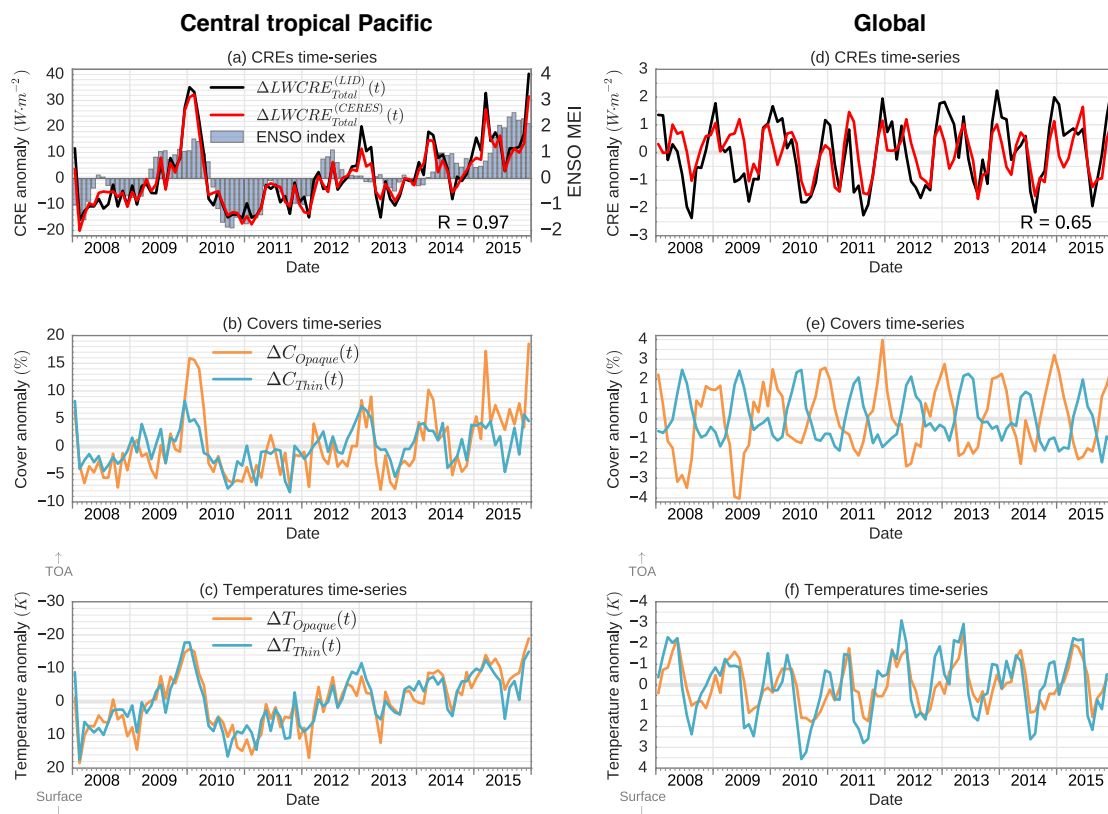


Figure S5. Time-series between 2008 and 2015 over the central tropical Pacific region [160° E – 160° W; 10° S – 10° N] (left) and at global scale (right) of monthly mean anomalies of (a,d) CERES-derived TOA LWCRE compared to lidar-derived TOA LWCRE (shown against the multivariate ENSO index from www.esrl.noaa.gov/psd/enso/mei/ for the central tropical Pacific region), R is the correlation coefficient, (b,e) opaque and thin cloud cover, and (c,f) opaque and thin cloud temperature. Only nighttime observations over oceans are considered.

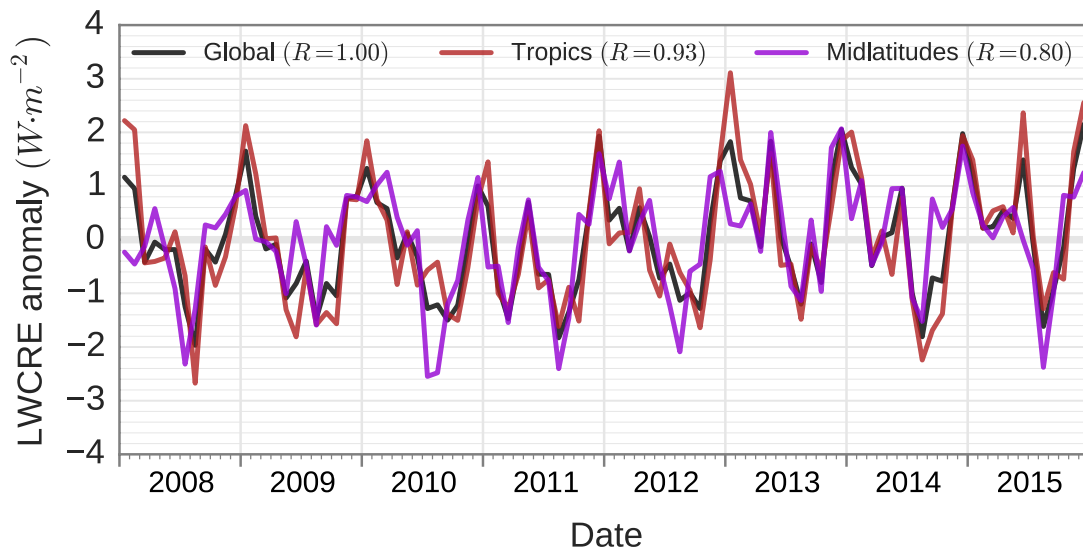


Figure S6. Time-series between 2008 and 2015 of monthly mean anomalies of lidar-derived TOA LWCRE at global scale (black), in the tropics [30° S – 30° N] (red), and at midlatitudes [30° – 65°] (purple). These regions represent respectively 57 % and 43 % of the $\pm 65^{\circ}$ ocean surface. Coefficient correlation with global scale time-series is given in parentheses.

Simple expression [Vaillant de Guélis et al., 2017]	Radiative transfer	Collocated observations	Gridded (2°×2°) observations
$OLR_{Opaque}^{(LID)} = 2.0T_{Opaque} - 310$	0.9996	0.95	
$OLR_{Thin}^{(LID)} = \varepsilon_{Thin}(2.0T_{Thin} - 310) + (1 - \varepsilon_{Thin})OLR_{clear}$	0.9969	0.89	
$OLR_{Total}^{(LID)} = OLR_{Opaque}^{(LID)} + OLR_{Thin}^{(LID)}$			0.95

Table S1. Correlation coefficients between the simple lidar-derived expression of $OLR_{Opaque}^{(LID)}$ and $OLR_{Thin}^{(LID)}$: in 1D column with computations of these quantities from a radiative transfer model with mid-latitudes atmospheric conditions, in CERES footprint scale with instantaneous collocated observations of CALIOP and CERES at global scale for January 2008, and in gridded (2°×2°) scale with monthly mean gridded CERES observations at global scale for the year 2008.

Region	$\overline{C_{Opaque}}$	$\sigma_{C_{Opaque}(t)}$	$\overline{C_{Thin}}$	$\sigma_{C_{Thin}(t)}$	$\overline{T_{Opaque}}$	$\sigma_{T_{Opaque}(t)}$	$\overline{T_{Thin}}$	$\sigma_{T_{Thin}(t)}$
WTP	31 %	7.08 %	45 %	3.76 %	239 K	6.07 K	237 K	6.26 K
CTP	25 %	5.81 %	39 %	3.50 %	247 K	8.17 K	248 K	7.68 K
ETP	37 %	6.11 %	35 %	2.16 %	264 K	8.39 K	268 K	7.78 K
Tropics	27 %	1.93 %	37 %	0.82 %	262 K	1.82 K	260 K	2.05 K
MidLatN	41 %	4.36 %	35 %	1.98 %	257 K	4.33 K	262 K	5.69 K
SO	51 %	3.76 %	36 %	3.13 %	254 K	3.25 K	262 K	2.37 K
Global	35 %	1.70 %	36 %	1.16 %	259 K	1.03 K	261 K	1.50 K

Table S2. Mean and monthly-mean standard deviation of cloud properties time-series between 2008 and 2015: opaque cloud cover C_{Opaque} , thin cloud cover C_{Thin} , opaque cloud temperature T_{Opaque} and thin cloud temperature T_{Thin} . Given for seven regions: Western Tropical Pacific [100° E – 140° E; 10° S – 10° N], Central Tropical Pacific [160° E – 160° W; 10° S – 10° N], Eastern Tropical Pacific [150° W – 90° W; 0° – 10° N], Tropics [30° N – 30° S], MidLatN [30° N – 60° N], Southern Ocean [70° S – 40° S], and Global ocean.

Region	$LWCRE_{Total}^{(LID)}$	$LWCRE_{Total}^{(CERES)}$	$\sigma_{LWCRE_{Total}^{(LID)}(t)}$	$\sigma_{LWCRE_{Total}^{(CERES)}(t)}$	R			
WTP	53 W·m ⁻²	48 W·m ⁻²	12.02 W·m ⁻²	10.69 W·m ⁻²	0.97			
CTP	39 W·m ⁻²	35 W·m ⁻²	12.36 W·m ⁻²	10.88 W·m ⁻²	0.97			
ETP	32 W·m ⁻²	27 W·m ⁻²	7.74 W·m ⁻²	8.35 W·m ⁻²	0.94			
Tropics	29 W·m ⁻²	26 W·m ⁻²	1.23 W·m ⁻²	0.98 W·m ⁻²	0.77			
MidLatN	30 W·m ⁻²	30 W·m ⁻²	3.94 W·m ⁻²	5.48 W·m ⁻²	0.97			
SO	29 W·m ⁻²	30 W·m ⁻²	1.21 W·m ⁻²	3.63 W·m ⁻²	0.56			
Global	31 W·m ⁻²	28 W·m ⁻²	1.19 W·m ⁻²	0.82 W·m ⁻²	0.65			
Region	Fractional contribution of opaque and thin cloud properties to the TOA $LWCRE_{Total}^{(LID)}$ variations (%)							
	C_{Opaque}	T_{Opaque}	$Clear_o$	C_{Thin}	T_{Thin}	ϵ_{Thin}	$Clear_T$	NL
WTP	57.08	27.61	-8.98	7.73	13.11	8.35	-4.91	0.02
CTP	46.58	32.64	-5.93	7.72	15.67	6.40	-3.10	0.03
ETP	12.17	72.08	-9.91	3.41	23.04	2.74	-3.53	0.01
Tropics	23.46	38.13	5.25	0.69	22.00	8.10	2.38	0.00
MidLatN	58.28	84.52	-55.57	-5.04	31.55	3.31	-17.05	-0.01
SO	-39.05	168.22	-56.13	7.11	32.95	0.63	-13.73	0.00
Global	58.38	28.22	-4.90	-7.82	22.25	5.75	-1.87	0.00

Table S3. (top) Mean and monthly-mean standard deviation of the CERES-derived LWCRE and lidar-derived LWCRE time-series between 2008 and 2015. R is the correlation coefficient between CERES-derived and lidar-derived time-series. (bottom) Fractional contribution of cloud properties to the lidar-derived LWCRE time-series. Given for seven regions: Western Tropical Pacific [100° E – 140° E; 10° S – 10° N], Central Tropical Pacific [160° E – 160° W; 10° S – 10° N], Eastern Tropical Pacific [150° W – 90° W; 0° – 10° N], Tropics [30° N – 30° S], MidLatN [30° N – 60° N], Southern Ocean [70° S – 40° S], and Global ocean.

Liste des abréviations

ADM	A ngular D istribution M odels
AFGL	A ir F orce R esearch L aboratory
AGCM	A tmospheric G eneral C irculation M odel
AIRS	A tmospheric I nfra R ed S ounder
AMIP	A tmospheric M odel I ntercomparison P roject
APRP	A pproximate P artial R adiative P erturbation
ATB	A Ttenuated B ackscatter
CALIOP	C loud– A erosol L idar with O rthogonal P olarization
CALIPSO	C loud– A erosol L idar and I nfrared P athfinder S atellite O bservations
C3M	C ALIPSO, C loudSat, C ERES, and M ODIS M erged P roduct
CEPMMT	C entre E uropéen de P révision M étéorologique à M oyen T erme
CERES	C louds and E arth’s R adiant E nergy S ystems
CESM	C ommunity E arth S ystem M odel
CFMIP	C loud F eedback M odel I ntercomparison P roject
CMIP	C oupled M odel I ntercomparison P roject
COSP	C FMIP O bservation S imulator P ackage
CPR	C loud P rofilng R adar
CRE	C loud R adiative E ffect
CRF	C loud R adiative F orcing
CTP	C loud T op P ressure
DIAL	D ifferential A bsorption L idar
DISORT	D i S crete O rdinates R adiative T ransfer
EBAF	E nergy B alanced and F illed
ECMWF	E uropean C entre for M edium- R ange W eather F orecasts
ENSO	E l N iño S outhern O scillation
ERBE	E arth R adiation B udget E xperiment
GCM	G eneral C irculation M odel
GEOS5-DAS	G oddard E arth O bserving S ystem version 5 D ata A ssimilation S ystem
GERB	G eostationary E arth R adiation B udget
GIEC	G roupe d’experts I ntergouvernemental sur l’ É volution du C limat
GISS	G oddard I nstitute for S pace S tudies
GMAO	G lobal M odeling and A ssimilation O ffice
GOCCP	G CM- O riented C ALIPSO C loud P roduct
HSR	H aute R ésolution S ectrale
IPSL	I nstitut P ierre- S imon- L aplace

ISCCP	International Satellite Cloud Climatology Project
ITCZ	InterTropical Convergence Zone
IWC	Ice Water Content
IWP	Ice Water Path
Lidar	Light Detection And Ranging
LMD	Laboratoire de Météorologie Dynamique
LTE	Local Thermodynamic Equilibrium
LW	LongWave
LWC	Liquid Water Content
LWP	Liquid Water Path
MBL	Marine Boundary Layer
MD	Molecular Density
MODIS	MODerate-resolution Imaging Spectroradiometer
Nd:YAG	Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet
OLR	Outgoing Longwave Radiation
OMM	Organisation Météorologique Mondiale
PATMOS-x	Pathfinder Atmosphere Extended
PDF	Probability Density Function
PRP	Partial Radiative Perturbation
RH	Relative Humidity
ScaRaB	Scanner for Radiation Budget
SCOPS	Subgrid Cloud Overlap Profile Sampler
SNR	Signal-to-Noise Ratio
SR	Scattering Ratio
SSF	Single Scanner Footprint
SST	Sea Surface Temperature
SW	ShortWave
UMG	Uniformly Mixed Gases

Liste des notations

Notation	Nom	Unité
	Single column	
⊙	CERES footprint	
⊞	2°×2° grid box	
Z_{Top}	Altitude de la couche nuageuse la plus haute	km
Z_{Base}	Altitude de la couche nuageuse la plus basse	km
Z_{Opaque}	Altitude d'atténuation totale du lidar	km
T_{Top}	Température de la couche nuageuse la plus haute	K
T_{Base}	Température de la couche nuageuse la plus basse	K
$T_{Z_{Opaque}}$	Température à l'altitude Z_{Opaque}	K
T_{rad}	Température radiative équivalente d'un nuage	K
T_{Opaque}	Température radiative d'un nuage opaque : $\frac{T_{Top} + T_{Z_{Opaque}}}{2}$	K
T_{Thin}	Température radiative d'un nuage fin : $\frac{T_{Top} + T_{Base}}{2}$	K
$Z_{T_{Opaque}}$	Altitude radiative d'un nuage opaque : $\frac{Z_{Top}^2 + Z_{Opaque}^2}{2}$	km
$Z_{T_{Thin}}$	Altitude radiative d'un nuage fin : $\frac{Z_{Top} + Z_{Base}}{2}$	km
C_{Opaque}	Couverture des nuages opaques	
C_{Thin}	Couverture des nuages fins	
C_{Clear}	Couverture du ciel clair	
ε_{Thin}	Émissivité d'un nuage fin	
OLR_{Clear}	OLR au-dessus du ciel clair	$W m^{-2}$
OLR_{Thin}	OLR au-dessus d'un nuage fin	$W m^{-2}$
OLR_{Opaque}	OLR au-dessus d'un nuage opaque	$W m^{-2}$
OLR_{Total}	OLR « all-sky »	$W m^{-2}$
$OLR^{(LID)}$	OLR dérivé d'observations par lidar (réelles ou simulées)	$W m^{-2}$
$OLR^{(CERES)}$	OLR dérivé d'observations CERES	$W m^{-2}$
CRE_{Thin}	Contribution des nuages fins au CRE	$W m^{-2}$
CRE_{Opaque}	Contribution des nuages opaques au CRE	$W m^{-2}$
CRE_{Total}	CRE en considérant tous les nuages	$W m^{-2}$
$CRE^{(LID)}$	CRE dérivé d'observations par lidar (réelles ou simulées)	$W m^{-2}$
$CRE^{(CERES)}$	CRE dérivé d'observations CERES	$W m^{-2}$
$CRE^{(LMDZ)}$	CRE dérivé des sorties du modèle LMDZ	$W m^{-2}$
ω_{500}	Vitesse verticale à 500 hPa	hPa jour ⁻¹

Bibliographie

- ABBOT, C. G. et F. E. FOWLE (1908). « Radiation and terrestrial temperature ». Dans : *Ann. Astrophys. Obs. Smithsonian Inst* 2, p. 125–224 (cf. p. 6).
- ACHUTARAO, K. et K. R. SPERBER (2006). « ENSO simulation in coupled ocean-atmosphere models : are the current models better? » Dans : *Climate Dynamics* 27.1, p. 1–15. DOI : 10.1007/s00382-006-0119-7 (cf. p. 96).
- ACKERMAN, S. A., R. E. HOLZ, R. FREY, E. W. ELORANTA, B. C. MADDUX et M. MCGILL (2008). « Cloud Detection with MODIS. Part II : Validation ». Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 25.7, p. 1073–1086. DOI : 10.1175/2007JTECHA1053.1 (cf. p. 21).
- AIRES, F. et W. B. ROSSOW (2003). « Inferring instantaneous, multivariate and nonlinear sensitivities for the analysis of feedback processes in a dynamical system : Lorenz model case-study ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 129.587, p. 239–275. DOI : 10.1256/qj.01.174 (cf. p. 15).
- ALLEN, M. R. et W. J. INGRAM (2002). « Constraints on future changes in climate and the hydrologic cycle ». Dans : *Nature* 419.6903, p. 224–232. DOI : 10.1038/nature01092 (cf. p. 7).
- ANDREWS, T., P. M. FORSTER et J. M. GREGORY (2009). « A Surface Energy Perspective on Climate Change ». Dans : *Journal of Climate* 22.10, p. 2557–2570. DOI : 10.1175/2008JCLI2759.1 (cf. p. 7).
- ANDREWS, T., J. M. GREGORY, M. J. WEBB et K. E. TAYLOR (2012). « Forcing, feedbacks and climate sensitivity in CMIP5 coupled atmosphere-ocean climate models ». Dans : *Geophysical Research Letters* 39.9, p. L09712. DOI : 10.1029/2012GL051607 (cf. p. 16, 17).
- AUMANN, H. H., M. T. CHAHINE, C. GAUTIER, M. D. GOLDBERG, E. KALNAY, L. M. McMILLIN, H. REVERCOMB, P. W. ROSENKRANZ, W. L. SMITH, D. H. STAELIN, L. L. STROW et J. SUSSKIND (2003). « AIRS/AMSU/HSB on the Aqua mission : design, science objectives, data products, and processing systems ». Dans : *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 41.2, p. 253–264. DOI : 10.1109/TGRS.2002.808356 (cf. p. 21).
- BATES, J. R. (2007). « Some considerations of the concept of climate feedback ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 133.624, p. 545–560. DOI : 10.1002/qj.62 (cf. p. 16).
- BODAS-SALCEDO, A., M. J. WEBB, S. BONY, H. CHEPFER, J. L. DUFRESNE, S. A. KLEIN, Y. ZHANG, R. MARCHAND, J. M. HAYNES, R. PINCUS et OTHERS (2011). « COSP : Satellite simulation software for model assessment ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 92.8, p. 1023 (cf. p. 43).
- BODE, H. W. (1945). *Network analysis and feedback amplifier design, 14th print. with supplementary material added*, R. E. Krieger Pub. Co, Huntington, N.Y (cf. p. 14).

- BOER, G. et B. YU (2003). « Climate sensitivity and response ». Dans : *Climate Dynamics* 20.4, p. 415–429. DOI : 10.1007/s00382-002-0283-3 (cf. p. 74).
- BONY, S., R. COLMAN, V. M. KATSOV, R. P. ALLAN, C. S. BRETHERTON, J.-L. DUFRESNE, A. HALL, S. HALLEGATTE, M. M. HOLLAND, W. INGRAM, D. A. RANDALL, B. J. SODEN, G. TSELIODIS et M. J. WEBB (2006). « How Well Do We Understand and Evaluate Climate Change Feedback Processes? » Dans : *Journal of Climate* 19.15, p. 3445–3482. DOI : 10.1175/JCLI3819.1 (cf. p. 16).
- BOUCHER, O., D. RANDALL, P. ARTAXO, C. BRETHERTON, G. FEINGOLD, P. FORSTER, V.-M. KERMINEN, Y. KONDO, H. LIAO, U. LOHMANN, P. RASCH, S. SATHEESH, S. SHERWOOD, B. STEVENS et X. ZHANG (2013). « Clouds and aerosols ». Dans : *Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Sous la dir. de T. STOCKER, D. QIN, G.-K. PLATTNER, M. TIGNOR, S. ALLEN, J. BOSCHUNG, A. NAUELS, Y. XIA, V. BEX et P. MIDGLEY. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press. Chap. 7, p. 571–657. DOI : 10.1017/CBO9781107415324.016 (cf. p. 16).
- BOUTHORS, A., F. NEYRET et S. LEFEBVRE (2006). « Real-time realistic illumination and shading of stratiform clouds ». Dans : *Eurographics Workshop on Natural Phenomena*. Sous la dir. d'E. GALIN et N. CHIBA. Vienne, Austria : Eurographics (cf. p. 126).
- BRETHERTON, C. S., T. UTTAL, C. W. FAIRALL, S. E. YUTER, R. A. WELLER, D. BAUMGARDNER, K. COMSTOCK, R. WOOD et G. B. RAGA (2004). « The EPIC 2001 stratocumulus study ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 85.7, p. 967–977. DOI : 10.1175/BAMS-85-7-967 (cf. p. 8).
- BUDYKO, M. I. (1969). « The effect of solar radiation variations on the climate of the Earth ». Dans : *Tellus* 21.5, p. 611–619. DOI : 10.1111/j.2153-3490.1969.tb00466.x (cf. p. 19).
- CALDWELL, P. M., M. D. ZELINKA, K. E. TAYLOR et K. MARVEL (2016). « Quantifying the Sources of Intermodel Spread in Equilibrium Climate Sensitivity ». Dans : *Journal of Climate* 29.2, p. 513–524. DOI : 10.1175/JCLI-D-15-0352.1 (cf. p. 16).
- CAPDEROU, M. (2012). *Satellites : de Kepler au GPS, Springer Science & Business Media* (cf. p. 27).
- CESANA, G. et H. CHEPFER (2012). « How well do climate models simulate cloud vertical structure? A comparison between CALIPSO-GOCCP satellite observations and CMIP5 models ». Dans : *Geophysical Research Letters* 39.20. DOI : 10.1029/2012GL053153 (cf. p. 17, 43).
- CESANA, G. et H. CHEPFER (2013). « Evaluation of the cloud thermodynamic phase in a climate model using CALIPSO-GOCCP : CALIPSO-GOCCP CLOUD THERMODYNAMIC PHASE ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 118.14, p. 7922–7937. DOI : 10.1002/jgrd.50376 (cf. p. 17).
- CESS, R. D., G. L. POTTER, J. P. BLANCHET, G. J. BOER, A. D. DEL GENIO, M. DÉQUÉ, V. DYMNIKOV, V. GALIN, W. L. GATES, S. J. GHAN, J. T. KIEHL, A. A. LACIS, H. LE TREUT, Z.-X. LI, X.-Z. LIANG, B. J. MCAVANEY, V. P. MELESHKO, J. F. B. MITCHELL, J.-J. MORCRETTE, D. A. RANDALL, L. RIKUS, E. ROECKNER, J. F. ROYER, U. SCHLESE, D. A. SHEININ, A. SLINGO, A. P. SOKOLOV, K. E. TAYLOR, W. M. WASHINGTON, R. T. WETHERALD, I. YAGAI et M.-H. ZHANG (1990). « Intercomparison and interpretation of climate feedback

- processes in 19 atmospheric general circulation models ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 95 (D10), p. 16601–16615. DOI : 10.1029/JD095iD10p16601 (cf. p. 16, 17).
- CESS, R. D., M. H. ZHANG, W. J. INGRAM, G. L. POTTER, V. ALEKSEEV, H. W. BARKER, E. COHEN-SOLAL, R. A. COLMAN, D. A. DAZLICH, A. D. D. GENIO, M. R. DIX, V. DYMNIKOV, M. ESCH, L. D. FOWLER, J. R. FRASER, V. GALIN, W. L. GATES, J. J. HACK, J. T. KIEHL, H. LE TREUT, K. K.-W. LO, B. J. MCAVANEY, V. P. MELESHKO, J.-J. MORCRETTE, D. A. RANDALL, E. ROECKNER, J.-F. ROYER, M. E. SCHLESINGER, P. V. SPORYSHEV, B. TIMBAL, E. M. VOLODIN, K. E. TAYLOR, W. WANG et R. T. WETHERALD (1996). « Cloud feedback in atmospheric general circulation models : An update ». Dans : *Journal of Geophysical Research-Atmospheres* 101, p. 12791–12794. DOI : 10.1029/96JD00822 (cf. p. 18).
- CESS, R. D. (1975). « Global climate change : an investigation of atmospheric feedback mechanisms ». Dans : *Tellus* 27.3, p. 193–198 (cf. p. 18).
- CHARLOCK, T. P. et V. RAMANATHAN (1985). « The Albedo Field and Cloud Radiative Forcing Produced by a General Circulation Model with Internally Generated Cloud Optics ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 42.13, p. 1408–1429. DOI : 10.1175/1520-0469(1985)042<1408:TAFACR>2.0.CO;2 (cf. p. 12).
- CHARNEY, J., W. J. QUIRK, S. CHOW et J. KORNFIELD (1977). « A Comparative Study of the Effects of Albedo Change on Drought in Semi-Arid Regions ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 34.9, p. 1366–1385. DOI : 10.1175/1520-0469(1977)034<1366:ACSOTE>2.0.CO;2 (cf. p. 6).
- CHEPFER, H., S. BONY, D. WINKER, M. CHIRIACO, J.-L. DUFRESNE et G. SÈZE (2008). « Use of CALIPSO lidar observations to evaluate the cloudiness simulated by a climate model ». Dans : *Geophysical Research Letters* 35.15. DOI : 10.1029/2008GL034207 (cf. p. 17, 30, 43).
- CHEPFER, H., S. BONY, D. WINKER, G. CESANA, J. L. DUFRESNE, P. MINNIS, C. J. STUBENRAUCH et S. ZENG (2010). « The GCM-Oriented CALIPSO Cloud Product (CALIPSO-GOCCP) ». Dans : *Journal of Geophysical Research* 115. DOI : 10.1029/2009JD012251 (cf. p. 29, 30).
- CHEPFER, H., V. NOEL, D. WINKER et M. CHIRIACO (2014). « Where and when will we observe cloud changes due to climate warming? » Dans : *Geophysical Research Letters* 41.23, p. 8387–8395. DOI : 10.1002/2014GL061792 (cf. p. 18, 96).
- COLMAN, R. (2003). « A comparison of climate feedbacks in general circulation models ». Dans : *Climate Dynamics* 20.7, p. 865–873. DOI : 10.1007/s00382-003-0310-z (cf. p. 15–17).
- COLMAN, R. A. et L. I. HANSON (2013). « On atmospheric radiative feedbacks associated with climate variability and change ». Dans : *Climate Dynamics* 40.1, p. 475–492. DOI : 10.1007/s00382-012-1391-3 (cf. p. 104).
- DEE, D. P., S. M. UPPALA, A. J. SIMMONS, P. BERRISFORD, P. POLI, S. KOBAYASHI, U. ANDRAE, M. A. BALMASEDA, G. BALSAMO, P. BAUER et OTHERS (2011). « The ERA-Interim reanalysis : Configuration and performance of the data assimilation system ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 137.656, p. 553–597. DOI : 10.1002/qj.828 (cf. p. 41).
- DELECLUSE, P., M. K. DAVEY, Y. KITAMURA, S. G. H. PHILANDER, M. SUAREZ et L. BENGTSSON (1998). « Coupled general circulation modeling of the tropical Pacific ». Dans : *Journal*

- of *Geophysical Research : Oceans* 103 (C7), p. 14357–14373. DOI : 10 . 1029/97JC02546 (cf. p. 96).
- DESSLER, A. E. (2013). « Observations of Climate Feedbacks over 2000–10 and Comparisons to Climate Models ». Dans : *Journal of Climate* 26.1, p. 333–342. DOI : 10 . 1175/JCLI-D-11-00640 . 1 (cf. p. 97, 104).
- DESSLER, A. E., P. YANG, J. LEE, J. SOLBRIG, Z. ZHANG et K. MINSCHWANER (2008). « An analysis of the dependence of clear-sky top-of-atmosphere outgoing longwave radiation on atmospheric temperature and water vapor ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 113 (D17), p. D17102. DOI : 10 . 1029/2008JD010137 (cf. p. 67).
- DI MICHELE, S., T. MCNALLY, P. BAUER et I. GENKOVA (2013). « Quality Assessment of Cloud-Top Height Estimates From Satellite IR Radiances Using the CALIPSO Lidar ». Dans : *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing* 51.4, p. 2454–2464. DOI : 10 . 1109/TGRS.2012.2210721 (cf. p. 21).
- DINES, W. H. (1917). « The heat balance of the atmosphere ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 43.182, p. 151–158. DOI : 10 . 1002 / qj . 49704318203 (cf. p. 6).
- DUBUISSON, P., D. DESSAILLY, M. VESPERINI et R. FROUIN (2004). « Water vapor retrieval over ocean using near-infrared radiometry ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 109.D19, p. D19106. DOI : 10 . 1029/2004JD004516 (cf. p. 39).
- DUFRESNE, J.-L. et S. BONY (2008). « An Assessment of the Primary Sources of Spread of Global Warming Estimates from Coupled Atmosphere–Ocean Models ». Dans : *Journal of Climate* 21.19, p. 5135–5144. DOI : 10 . 1175/2008JCLI2239 . 1 (cf. p. 16).
- EINSTEIN, A. (1905). « Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt ». Dans : *Annalen der Physik* 322.6, p. 132–148. DOI : 10 . 1002/andp.19053220607 (cf. p. 108).
- ELLIS, J. S. (1978). « Cloudiness, the planetary radiation budget, and climate ». Dans : *Ph.D. Thesis* (cf. p. 12).
- EMANUEL, K. A. (1994). *Atmospheric convection*. Oxford University Press on Demand (cf. p. 7).
- EVAN, A. T., A. K. HEIDINGER et D. J. VIMONT (2007). « Arguments against a physical long-term trend in global ISCCP cloud amounts ». Dans : *Geophysical Research Letters* 34.4, p. L04701. DOI : 10 . 1029/2006GL028083 (cf. p. 21).
- FOURIER, J. (1824). « Remarques générales sur les températures du globe terrestre et des espaces planétaires ». Dans : *Annales de Chimie et de Physique*. T. 27 (cf. p. 1).
- FU, Q. et K. N. LIOU (1992). « On the Correlated k-Distribution Method for Radiative Transfer in Nonhomogeneous Atmospheres ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 49.22, p. 2139–2156. DOI : 10 . 1175 / 1520 - 0469 (1992) 049<2139 : OTCDMF> 2 . 0 . CO ; 2 (cf. p. 52).
- (1993). « Parameterization of the Radiative Properties of Cirrus Clouds ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 50.13, p. 2008–2025. DOI : 10 . 1175 / 1520 - 0469 (1993) 050<2008 : POTRPO> 2 . 0 . CO ; 2 (cf. p. 52).
- GARNIER, A., J. PELON, M. A. VAUGHAN, D. M. WINKER, C. R. TREPTE et P. DUBUISSON (2015). « Lidar multiple scattering factors inferred from CALIPSO lidar and IIR retrievals

- of semi-transparent cirrus cloud optical depths over oceans ». Dans : *Atmospheric Measurement Techniques* 8.7, p. 2759–2774. DOI : 10.5194/amt-8-2759-2015 (cf. p. 31, 34, 68).
- GARNIER, A., J. PELON, P. DUBUISSON, M. FAIVRE, O. CHOMETTE, N. PASCAL et D. P. KRATZ (2012). « Retrieval of Cloud Properties Using CALIPSO Imaging Infrared Radiometer. Part I : Effective Emissivity and Optical Depth ». Dans : *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 51.7, p. 1407–1425. DOI : 10.1175/JAMC-D-11-0220.1 (cf. p. 66).
- GATES, W. L. (1992). « AMIP : The Atmospheric Model Intercomparison Project ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 73.12, p. 1962–1970. DOI : 10.1175/1520-0477(1992)073<1962:ATAMIP>2.0.CO;2 (cf. p. 43).
- GREGORY, J. M., W. J. INGRAM, M. A. PALMER, G. S. JONES, P. A. STOTT, R. B. THORPE, J. A. LOWE, T. C. JOHNS et K. D. WILLIAMS (2004). « A new method for diagnosing radiative forcing and climate sensitivity ». Dans : *Geophysical Research Letters* 31.3 (cf. p. 17).
- GUILYARDI, E., A. WITTENBERG, A. FEDOROV, M. COLLINS, C. WANG, A. CAPOTONDI, G. J. van OLDENBORGH et T. STOCKDALE (2009). « Understanding El Niño in Ocean–Atmosphere General Circulation Models : Progress and Challenges ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 90.3, p. 325–340. DOI : 10.1175/2008BAMS2387.1 (cf. p. 96).
- GUZMAN, R., H. CHEPFER, V. NOEL, T. Vaillant de GUÉLIS, J. E. KAY, P. RABERANTO, G. CESANA, M. A. VAUGHAN et D. M. WINKER (2017). « Direct atmosphere opacity observations from CALIPSO provide new constraints on cloud-radiation interactions : GOCCP v3.0 OPAQ Algorithm ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 122.2, p. 1066–1085. DOI : 10.1002/2016JD025946 (cf. p. 26, 31, 32, 34, 43).
- HADLEY, G. (1735). « Concerning the cause of the general trade-winds ». Dans : *Philosophical Transactions* 39, p. 58–62 (cf. p. 8).
- HALL, A. et X. QU (2006). « Using the current seasonal cycle to constrain snow albedo feedback in future climate change ». Dans : *Geophysical Research Letters* 33.3, p. L03502. DOI : 10.1029/2005GL025127 (cf. p. 19).
- HANSEN, J., A. LACIS, D. RIND, G. RUSSELL, P. STONE, I. FUNG, R. RUEDY et J. LERNER (1984). *Climate sensitivity : Analysis of feedback mechanisms*, American Geophysical Union, Washington, D. C. (Cf. p. 2, 14, 16, 18).
- HARRIES, J. E., J. E. RUSSELL, J. A. HANAFIN, H. BRINDLEY, J. FUTYAN, J. RUFUS, S. KELLOCK, G. MATTHEWS, R. WRIGLEY, A. LAST, J. MUELLER, R. MOSSAVATI, J. ASHMALL, E. SAWYER, D. PARKER, M. CALDWELL, P. M. ALLAN, A. SMITH, M. J. BATES, B. COAN, B. C. STEWART, D. R. LEPINE, L. A. CORNWALL, D. R. CORNEY, M. J. RICKETTS, D. DRUMMOND, D. SMART, R. CUTLER, S. DEWITTE, N. CLERBAUX, L. GONZALEZ, A. IPE, C. BERTRAND, A. JOUKOFF, D. CROMMELYNCK, N. NELMS, D. T. LLEWELLYN-JONES, G. BUTCHER, G. L. SMITH, Z. P. SZEWCZYK, P. E. MLYNCZAK, A. SLINGO, R. P. ALLAN et M. A. RINGER (2005). « The Geostationary Earth Radiation Budget Project ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 86.7, p. 945–960. DOI : 10.1175/BAMS-86-7-945 (cf. p. 13).
- HARTMANN, D. L., V. RAMANATHAN, A. BERROIR et G. E. HUNT (1986). « Earth Radiation Budget data and climate research ». Dans : *Reviews of Geophysics* 24.2, p. 439–468. DOI : 10.1029/RG024i002p00439 (cf. p. 6).

- HARTMANN, D. L. et K. LARSON (2002). « An important constraint on tropical cloud-climate feedback ». Dans : *Geophysical Research Letters* 29.20, p. 12–1–12–4. DOI : 10 . 1029 / 2002GL015835 (cf. p. 18, 97).
- HARTMANN, D. L., M. E. OCKERT-BELL et M. L. MICHELSEN (1992). « The Effect of Cloud Type on Earth’s Energy Balance : Global Analysis ». Dans : *Journal of Climate* 5.11, p. 1281–1304. DOI : 10 . 1175 / 1520 - 0442 (1992) 005 < 1281 : TEOCTO > 2 . 0 . CO ; 2 (cf. p. 20, 21).
- HAYNES, J. M., R. T. MARCHAND, Z. LUO, A. BODAS-SALCEDO et G. L. STEPHENS (2007). « A multipurpose radar simulation package : QuickBeam ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 88.11, p. 1723–1727. DOI : 10 . 1175 / BAMS - 88 - 11 - 1723 (cf. p. 17).
- HEIDINGER, A. K., M. J. FOSTER, A. WALTHER et X. T. ZHAO (2013). « The Pathfinder Atmospheres–Extended AVHRR Climate Dataset ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 95.6, p. 909–922. DOI : 10 . 1175 / BAMS - D - 12 - 00246 . 1 (cf. p. 20).
- HENDERSON, D. S., T. L’ECUYER, G. STEPHENS, P. PARTAIN et M. SEKIGUCHI (2013). « A Multisensor Perspective on the Radiative Impacts of Clouds and Aerosols ». Dans : *Journal of Applied Meteorology and Climatology* 52.4, p. 853–871. DOI : 10 . 1175 / JAMC - D - 12 - 025 . 1 (cf. p. 21).
- HOLZ, R. E., S. A. ACKERMAN, F. W. NAGLE, R. FREY, S. DUTCHER, R. E. KUEHN, M. A. VAUGHAN et B. BAUM (2008). « Global Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer (MODIS) cloud detection and height evaluation using CALIOP ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 113 (D8). DOI : 10 . 1029 / 2008JD009837 (cf. p. 21).
- HOULDIN, F., 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 et R. ROEHRIG (2013). « LMDZ5B : the atmospheric component of the IPSL climate model with revisited parameterizations for clouds and convection ». Dans : *Climate Dynamics* 40.9, p. 2193–2222. DOI : 10 . 1007 / s00382 - 012 - 1343 - y (cf. p. 43).
- ILLINGWORTH, A. J., H. W. BARKER, A. BELJAARS, M. CECCALDI, H. CHEPFER, N. CLERBAUX, J. COLE, J. DELANOË, C. DOMENECH, D. P. DONOVAN, S. FUKUDA, M. HIRAKATA, R. J. HOGAN, A. HUENERBEIN, P. KOLLIAS, T. KUBOTA, T. NAKAJIMA, T. Y. NAKAJIMA, T. NISHIZAWA, Y. OHNO, H. OKAMOTO, R. OKI, K. SATO, M. SATOH, M. W. SHEPHARD, A. VELÁZQUEZ-BLÁZQUEZ, U. WANDINGER, T. WEHR et G.-J. van ZADELHOFF (2014). « The EarthCARE Satellite : The Next Step Forward in Global Measurements of Clouds, Aerosols, Precipitation, and Radiation ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 96.8, p. 1311–1332. DOI : 10 . 1175 / BAMS - D - 12 - 00227 . 1 (cf. p. 83).
- KATO, S., F. G. ROSE, S. SUN-MACK, W. F. MILLER, Y. CHEN, D. A. RUTAN, G. L. STEPHENS, N. G. LOEB, P. MINNIS, B. A. WIELICKI, D. M. WINKER, T. P. CHARLOCK, P. W. STACKHOUSE, K.-M. XU et W. D. COLLINS (2011). « Improvements of top-of-atmosphere and surface irradiance computations with CALIPSO-, CloudSat-, and MODIS-derived cloud and aerosol properties ». Dans : *Journal of Geophysical Research* 116. DOI : 10 . 1029 / 2011JD016050 (cf. p. 20, 21, 36).
- KAY, J. E., B. R. HILLMAN, S. A. KLEIN, Y. ZHANG, B. MEDEIROS, R. PINCUS, A. GETTELMAN, B. EATON, J. BOYLE, R. MARCHAND et T. P. ACKERMAN (2012). « Exposing Global Cloud Biases in the Community Atmosphere Model (CAM) Using Satellite Observations and Their Corresponding Instrument Simulators ». Dans : *Journal of Climate* 25.15, p. 5190–5207. DOI : 10 . 1175 / JCLI - D - 11 - 00469 . 1 (cf. p. 17).

- KIEHL, J. T. (1994). « On the observed near cancellation between longwave and shortwave cloud forcing in tropical regions ». Dans : *Journal of Climate* 7.4, p. 559–565 (cf. p. 52).
- KLEIN, S. A. et A. HALL (2015). « Emergent Constraints for Cloud Feedbacks ». Dans : *Current Climate Change Reports* 1.4, p. 276–287. DOI : 10.1007/s40641-015-0027-1 (cf. p. 4, 19, 99, 104).
- KLEIN, S. A. et D. L. HARTMANN (1993). « The Seasonal Cycle of Low Stratiform Clouds ». Dans : *Journal of Climate* 6.8, p. 1587–1606. DOI : 10.1175/1520-0442(1993)006<1587:TSCOLS>2.0.CO;2 (cf. p. 8).
- KLEIN, S. A. et C. JAKOB (1999). « Validation and sensitivities of frontal clouds simulated by the ECMWF model ». Dans : *Monthly Weather Review* 127.10, p. 2514–2531. DOI : 10.1175/1520-0493(1999)127%3C2514:VASOFC%3E2.0.CO;2 (cf. p. 17, 44).
- KLEIN, S. A., Y. ZHANG, M. D. ZELINKA, R. PINCUS, J. BOYLE et P. J. GLECKLER (2013). « Are climate model simulations of clouds improving? An evaluation using the ISCCP simulator ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 118.3, p. 1329–1342. DOI : 10.1002/jgrd.50141 (cf. p. 16).
- KOPP, G. et J. L. LEAN (2011). « A new, lower value of total solar irradiance : Evidence and climate significance ». Dans : *Geophysical Research Letters* 38.1. DOI : 10.1029/2010GL045777 (cf. p. 6).
- LE TREUT, H., Z. X. LI et M. FORICHON (1994). « Sensitivity of the LMD general circulation model to greenhouse forcing associated with two different cloud water parameterizations ». Dans : *Journal of climate* 7.12, p. 1827–1841. DOI : 10.1175/1520-0442(1994)007<1827:SOTLGC>2.0.CO;2 (cf. p. 16).
- L'ECUYER, T. S., N. B. WOOD, T. HALADAY, G. L. STEPHENS et P. W. STACKHOUSE (2008). « Impact of clouds on atmospheric heating based on the R04 CloudSat fluxes and heating rates data set ». Dans : *Journal of Geophysical Research* 113. DOI : 10.1029/2008JD009951 (cf. p. 20).
- LI, G. et S.-P. XIE (2014). « Tropical Biases in CMIP5 Multimodel Ensemble : The Excessive Equatorial Pacific Cold Tongue and Double ITCZ Problems ». Dans : *Journal of Climate* 4, p. 1765–1780. DOI : 10.1175/JCLI-D-13-00337.1 (cf. p. 88).
- LINACRE, E. et B. GEERTS (1999). *Cloud liquid water content, drop sizes, and number of droplets*. URL : http://www-das.uwyo.edu/~geerts/cwx/notes/chap08/moist_cloud.html (cf. p. 118).
- LOEB, N. G., K. J. PRIESTLEY, D. P. KRATZ, E. B. GEIER, R. N. GREEN, B. A. WIELICKI, P. O. HINTON et S. K. NOLAN (2001). « Determination of Unfiltered Radiances from the Clouds and the Earth's Radiant Energy System Instrument ». Dans : *Journal of Applied Meteorology* 40.4, p. 822–835. DOI : 10.1175/1520-0450(2001)040<0822:DOURFT>2.0.CO;2 (cf. p. 35, 127).
- LOEB, N. G., S. KATO et B. A. WIELICKI (2002). « Defining Top-of-the-Atmosphere Flux Reference Level for Earth Radiation Budget Studies ». Dans : *Journal of Climate* 15.22, p. 3301–3309. DOI : 10.1175/1520-0442(2002)015<3301:DTOTAF>2.0.CO;2 (cf. p. 127).
- LOEB, N. G., K. LOUKACHINE, N. MANALO-SMITH, B. A. WIELICKI et D. F. YOUNG (2003a). « Angular Distribution Models for Top-of-Atmosphere Radiative Flux Estimation from the Clouds and the Earth's Radiant Energy System Instrument on the Tropical Rainfall Measuring Mission Satellite. Part II : Validation ». Dans : *Journal of Applied Meteorology*

- 42.12, p. 1748–1769. DOI : 10.1175/1520-0450(2003)042<1748:ADMFTR>2.0.CO;2 (cf. p. 127).
- LOEB, N. G., N. MANALO-SMITH, S. KATO, W. F. MILLER, S. K. GUPTA, P. MINNIS et B. A. WIELICKI (2003b). « Angular Distribution Models for Top-of-Atmosphere Radiative Flux Estimation from the Clouds and the Earth's Radiant Energy System Instrument on the Tropical Rainfall Measuring Mission Satellite. Part I : Methodology ». Dans : *Journal of Applied Meteorology* 42.2, p. 240–265. DOI : 10.1175/1520-0450(2003)042<0240:ADMFTO>2.0.CO;2 (cf. p. 127).
- LOEB, N. G., S. KATO, K. LOUKACHINE, N. MANALO-SMITH et D. R. DOELLING (2007). « Angular Distribution Models for Top-of-Atmosphere Radiative Flux Estimation from the Clouds and the Earth's Radiant Energy System Instrument on the Terra Satellite. Part II : Validation ». Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 24.4, p. 564–584. DOI : 10.1175/JTECH1983.1 (cf. p. 127).
- LOEB, N. G., B. A. WIELICKI, D. R. DOELLING, G. L. SMITH, D. F. KEYES, S. KATO, N. MANALO-SMITH et T. WONG (2009). « Toward Optimal Closure of the Earth's Top-of-Atmosphere Radiation Budget ». Dans : *Journal of Climate* 22.3, p. 748–766. DOI : 10.1175/2008JCLI2637.1 (cf. p. 12, 13, 39).
- LONDON, J. (1957). *A study of the atmospheric heat balance. Final Report, College of Engineering, New York University*. New York (cf. p. 7).
- LORENZ, D. J. et E. T. DEWEAVER (2007). « Tropopause height and zonal wind response to global warming in the IPCC scenario integrations ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 112 (D10), p. D10119. DOI : 10.1029/2006JD008087 (cf. p. 97).
- MACE, G. G. et F. J. WRENN (2013). « Evaluation of the Hydrometeor Layers in the East and West Pacific within ISCCP Cloud-Top Pressure–Optical Depth Bins Using Merged *CloudSat* and *CALIPSO* Data ». Dans : *Journal of Climate* 26.23, p. 9429–9444. DOI : 10.1175/JCLI-D-12-00207.1 (cf. p. 21).
- MACE, G. G., Q. ZHANG, M. VAUGHAN, R. MARCHAND, G. STEPHENS, C. TREPTE et D. WINKER (2009). « A description of hydrometeor layer occurrence statistics derived from the first year of merged *Cloudsat* and *CALIPSO* data ». Dans : *Journal of Geophysical Research* 114. DOI : 10.1029/2007JD009755 (cf. p. 9).
- MANABE, S. et R. F. STRICKLER (1964). « Thermal Equilibrium of the Atmosphere with a Convective Adjustment ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 21.4, p. 361–385. DOI : 10.1175/1520-0469(1964)021<0361:TEOTAW>2.0.CO;2 (cf. p. 16).
- MANABE, S. et R. T. WETHERALD (1967). « Thermal Equilibrium of the Atmosphere with a Given Distribution of Relative Humidity ». Dans : 24.3, p. 241–259. DOI : 10.1175/1520-0469(1967)024<0241:TEOTAW>2.0.CO;2 (cf. p. 16).
- MARCHAND, R. et T. ACKERMAN (2010). « An analysis of cloud cover in multiscale modeling framework global climate model simulations using 4 and 1 km horizontal grids ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 115 (D16). DOI : 10.1029/2009JD013423 (cf. p. 17).
- MARVEL, K., M. ZELINKA, S. A. KLEIN, C. BONFILS, P. CALDWELL, C. DOUTRIAUX, B. D. SANTER et K. E. TAYLOR (2015). « External Influences on Modeled and Observed Cloud Trends ». Dans : *Journal of Climate* 28.12, p. 4820–4840. DOI : 10.1175/JCLI-D-14-00734.1 (cf. p. 21).

- MAY, P. T., J. H. MATHER, G. VAUGHAN, K. N. BOWER, C. JAKOB, G. M. MCFARQUHAR et G. G. MACE (2008). « The Tropical Warm Pool International Cloud Experiment ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 89.5, p. 629–645. DOI : 10.1175/BAMS-89-5-629 (cf. p. 8).
- MCCLATCHEY, R. A., R. W. FENN, J. A. SELBY, F. E. VOLZ et J. S. GARING (1972). *Optical properties of the atmosphere, 3rd Edition, DTIC Document* (cf. p. 40).
- MÖLLER, F. (1963). « On the influence of changes in the CO₂ concentration in air on the radiation balance of the Earth's surface and on the climate ». Dans : *Journal of Geophysical Research* 68.13, p. 3877–3886. DOI : 10.1029/JZ068i013p03877 (cf. p. 16).
- NAM, C., S. BONY, J.-L. DUFRESNE et H. CHEPFER (2012). « The 'too few, too bright' tropical low-cloud problem in CMIP5 models : TOO FEW TOO BRIGHT LOW-CLOUDS ». Dans : *Geophysical Research Letters* 39.21. DOI : 10.1029/2012GL053421 (cf. p. 17).
- NOEL, V. et H. CHEPFER (2004). « Study of Ice Crystal Orientation in Cirrus Clouds Based on Satellite Polarized Radiance Measurements ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 61.16, p. 2073–2081. DOI : 10.1175/1520-0469(2004)061<2073:SOICOI>2.0.CO;2 (cf. p. 34).
- NORRIS, J. R. et A. T. EVAN (2015). « Empirical Removal of Artifacts from the ISCCP and PATMOS-x Satellite Cloud Records ». Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 32.4, p. 691–702. DOI : 10.1175/JTECH-D-14-00058.1 (cf. p. 21).
- NORRIS, J. R., R. J. ALLEN, A. T. EVAN, M. D. ZELINKA, C. W. O'DELL et S. A. KLEIN (2016). « Evidence for climate change in the satellite cloud record ». Dans : *Nature* advance online publication. DOI : 10.1038/nature18273 (cf. p. 21).
- PHILANDER, S. G. H., D. GU, G. LAMBERT, T. LI, D. HALPERN, N.-C. LAU et R. C. PACANOWSKI (1996). « Why the ITCZ Is Mostly North of the Equator ». Dans : *Journal of Climate* 9.12, p. 2958–2972. DOI : 10.1175/1520-0442(1996)009<2958:WTIIMN>2.0.CO;2 (cf. p. 8).
- PLATT, C. M. R. (1973). « Lidar and Radioinetric Observations of Cirrus Clouds ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 30.6, p. 1191–1204. DOI : 10.1175/1520-0469(1973)030<1191:LAROOC>2.0.CO;2 (cf. p. 125).
- PLATT, C. M. R., N. L. ABSHIRE et G. T. MCNICE (1978). « Some Microphysical Properties of an Ice Cloud from Lidar Observation of Horizontally Oriented Crystals ». Dans : *Journal of Applied Meteorology* 17.8, p. 1220–1224. DOI : 10.1175/1520-0450(1978)017<1220:SMPOAI>2.0.CO;2 (cf. p. 34).
- QU, X., A. HALL, S. A. KLEIN et P. M. CALDWELL (2014). « On the spread of changes in marine low cloud cover in climate model simulations of the 21st century ». Dans : *Climate Dynamics* 42.9, p. 2603–2626. DOI : 10.1007/s00382-013-1945-z (cf. p. 19).
- RAMANATHAN, V. (1977). « Interactions between Ice-Albedo, Lapse-Rate and Cloud-Top Feedbacks : An Analysis of the Nonlinear Response of a GCM Climate Model ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 34.12, p. 1885–1897. DOI : 10.1175/1520-0469(1977)034<1885:IBIALR>2.0.CO;2 (cf. p. 52).
- (1987). « The role of earth radiation budget studies in climate and general circulation research ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 92, p. 4075–4095 (cf. p. 6).
- RAMANATHAN, V., R. D. CESS, E. F. HARRISON, P. MINNIS, B. R. BARKSTROM, E. AHMAD et D. HARTMANN (1989). « Cloud-Radiative Forcing and Climate : Results from the

- Earth Radiation Budget Experiment ». Dans : *Science* 243.4887, p. 57–63. DOI : 10.1126/science.243.4887.57 (cf. p. 1, 12).
- RIEGER, V. S., S. DIETMÜLLER et M. PONATER (2016). « Can feedback analysis be used to uncover the physical origin of climate sensitivity and efficacy differences? » Dans : *Climate Dynamics*, p. 1–14. DOI : 10.1007/s00382-016-3476-x (cf. p. 16).
- RIENECKER, M. M., M. J. SUAREZ, R. TODLING, J. BACMEISTER, L. TAKACS, H.-C. LIU, W. GU, M. SIENKIEWICZ, R. D. KOSTER, R. GELARO, I. STAJNER et J. E. NIELSEN (2008). *The GEOS-5 Data Assimilation System – Documentation of Versions 5.0.1, 5.1.0, and 5.2.0* (cf. p. 30).
- ROCA, R., R. GUZMAN, J. LEMOND, J. MEIJER, L. PICON et H. BROGNIEZ (2012). « Tropical and extra-tropical influences on the distribution of free tropospheric humidity over the intertropical belt ». Dans : *Surveys in geophysics* 33.3, p. 565–583 (cf. p. 67).
- ROCA, R., H. BROGNIEZ, P. CHAMBON, O. CHOMETTE, S. CLOCHÉ, M. E. GOSSET, J.-F. MAHFOUF, P. RABERANTO et N. VILTARD (2015). « The Megha-Tropiques mission : a review after three years in orbit ». Dans : *Atmospheric Science* 3, p. 17. DOI : 10.3389/feart.2015.00017 (cf. p. 13).
- ROSE, F. G., D. A. RUTAN, T. CHARLOCK, G. L. SMITH et S. KATO (2013). « An Algorithm for the Constraining of Radiative Transfer Calculations to CERES-Observed Broadband Top-of-Atmosphere Irradiance ». Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 30.6, p. 1091–1106. DOI : 10.1175/JTECH-D-12-00058.1 (cf. p. 20).
- ROSSOW, W. B. et A. A. LACIS (1990). « Global, Seasonal Cloud Variations from Satellite Radiance Measurements. Part II. Cloud Properties and Radiative Effects ». Dans : *Journal of Climate* 3.11, p. 1204–1253. DOI : 10.1175/1520-0442(1990)003<1204:GSCVFS>2.0.CO;2 (cf. p. 20).
- ROSSOW, W. B. et R. A. SCHIFFER (1999). « Advances in understanding clouds from ISCCP ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 80.11, p. 2261 (cf. p. 17).
- RÄISÄNEN, P., H. W. BARKER, M. F. KHAIRROUTDINOV, J. LI et D. A. RANDALL (2004). « Stochastic generation of subgrid-scale cloudy columns for large-scale models ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 130.601, p. 2047–2067. DOI : 10.1256/qj.03.99 (cf. p. 90).
- SCHLESINGER, M. E. et J. F. B. MITCHELL (1987). « Climate model simulations of the equilibrium climatic response to increased carbon dioxide ». Dans : *Reviews of Geophysics* 25.4, p. 760–798. DOI : 10.1029/RG025i004p00760 (cf. p. 15).
- SCHNEIDER, S. H. (1972). « Cloudiness as a Global Climatic Feedback Mechanism : The Effects on the Radiation Balance and Surface Temperature of Variations in Cloudiness ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 29.8, p. 1413–1422. DOI : 10.1175/1520-0469(1972)029<1413:CAAGCF>2.0.CO;2 (cf. p. 16).
- SCHWARZSCHILD, K. (1906). « On the equilibrium of the sun's atmosphere ». Dans : *Nachrichten von der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen. Math.-phys. Klasse*, 195, p. 41–53 195, p. 41–53 (cf. p. 11).
- SHEA, Y. L., B. A. WIELICKI, S. SUN-MACK et P. MINNIS (2017). « Quantifying the Dependence of Satellite Cloud Retrievals on Instrument Uncertainty ». Dans : *Journal of Climate*. DOI : 10.1175/JCLI-D-16-0429.1 (cf. p. 21).

- SHELL, K. M., J. T. KIEHL et C. A. SHIELDS (2008). « Using the Radiative Kernel Technique to Calculate Climate Feedbacks in NCAR's Community Atmospheric Model ». Dans : *Journal of Climate* 21.10, p. 2269–2282. DOI : 10.1175/2007JCLI2044.1 (cf. p. 17).
- SHERWOOD, S. C., J.-H. CHAE, P. MINNIS et M. MCGILL (2004). « Underestimation of deep convective cloud tops by thermal imagery : CLOUD TOP HEIGHTS ». Dans : *Geophysical Research Letters* 31.11. DOI : 10.1029/2004GL019699 (cf. p. 21).
- SHERWOOD, S. C., S. BONY et J.-L. DUFRESNE (2014). « Spread in model climate sensitivity traced to atmospheric convective mixing ». Dans : *Nature* 505.7481, p. 37–42. DOI : 10.1038/nature12829 (cf. p. 19).
- SHERWOOD, S. C., S. BONY, O. BOUCHER, C. BRETHERTON, P. M. FORSTER, J. M. GREGORY et B. STEVENS (2015). « Adjustments in the Forcing-Feedback Framework for Understanding Climate Change ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 96.2, p. 217–228. DOI : 10.1175/BAMS-D-13-00167.1 (cf. p. 16).
- SIKKA, D. R. (1997). « Desert climate and its dynamics ». Dans : *Current Science* 72.1, p. 35–46 (cf. p. 8).
- SNYDER, P. K., J. A. FOLEY, M. H. HITCHMAN et C. DELIRE (2004). « Analyzing the effects of complete tropical forest removal on the regional climate using a detailed three-dimensional energy budget : An application to Africa ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* (D21). DOI : 10.1029/2003JD004462 (cf. p. 6).
- SODEN, B. J. et I. M. HELD (2006). « An Assessment of Climate Feedbacks in Coupled Ocean–Atmosphere Models ». Dans : *Journal of Climate* 19.14, p. 3354–3360. DOI : 10.1175/JCLI3799.1 (cf. p. 15, 16).
- SODEN, B. J., A. J. BROCCOLI et R. S. HEMLER (2004). « On the Use of Cloud Forcing to Estimate Cloud Feedback ». Dans : *Journal of Climate* 17.19, p. 3661–3665. DOI : 10.1175/1520-0442(2004)017<3661:OTUOCF>2.0.CO;2 (cf. p. 17).
- SODEN, B. J., I. M. HELD, R. COLMAN, K. M. SHELL, J. T. KIEHL et C. A. SHIELDS (2008). « Quantifying Climate Feedbacks Using Radiative Kernels ». Dans : *Journal of Climate* 21.14, p. 3504–3520. DOI : 10.1175/2007JCLI2110.1 (cf. p. 16, 17).
- SPENCER, R. W. et W. D. BRASWELL (1997). « How Dry is the Tropical Free Troposphere? Implications for Global Warming Theory ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 78.6, p. 1097–1106. DOI : 10.1175/1520-0477(1997)078<1097:HDITTF>2.0.CO;2 (cf. p. 67).
- STAMNES, K., S.-C. TSAY, W. WISCOMBE et K. JAYAWEERA (1988). « Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media ». Dans : *Applied Optics* 27.12, p. 2502. DOI : 10.1364/AO.27.002502 (cf. p. 39).
- STEPHENS, G. L. et T. D. ELLIS (2008). « Controls of Global-Mean Precipitation Increases in Global Warming GCM Experiments ». Dans : *Journal of Climate* 21.23, p. 6141–6155. DOI : 10.1175/2008JCLI2144.1 (cf. p. 7).
- STEPHENS, G. L., D. G. VANE, R. J. BOAIN, G. G. MACE, K. SASSEN, Z. WANG, A. J. ILLINGWORTH, E. J. O'CONNOR, W. B. ROSSOW, S. L. DURDEN, S. D. MILLER, R. T. AUSTIN, A. BENEDETTI, C. MITRESCU et T. CLOUDSAT SCIENCE TEAM (2002). « THE CLOUDSAT MISSION AND THE A-TRAIN : A New Dimension of Space-Based Observations

- of Clouds and Precipitation ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 83.12, p. 1771–1790. DOI : 10.1175/BAMS-83-12-1771 (cf. p. 21).
- STEPHENS, G. L., J. LI, M. WILD, C. A. CLAYSON, N. LOEB, S. KATO, T. L'ECUYER, P. W. STACKHOUSE JR, M. LEBSOCK et T. ANDREWS (2012). « An update on Earth's energy balance in light of the latest global observations ». Dans : *Nature Geoscience* 5.10, p. 691–696. DOI : 10.1038/ngeo1580 (cf. p. 7, 13).
- STOCKER, T. F., D. QIN, G.-K. PLATTNER, M. TIGNOR, S. K. ALLEN, J. BOSCHUNG, A. NAUELS, Y. XIA, V. BEX et P. M. MIDGLEY, éd(s). (2013). *IPCC, 2013 : Climate Change 2013 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge, United Kingdom et New York, NY, USA : Cambridge University Press (cf. p. 1, 6).
- STUBENRAUCH, C. J., S. CROS, A. GUIGNARD et N. LAMQUIN (2010). « A 6-year global cloud climatology from the Atmospheric InfraRed Sounder AIRS and a statistical analysis in synergy with CALIPSO and CloudSat ». Dans : *Atmos. Chem. Phys.* 10.15, p. 7197–7214. DOI : 10.5194/acp-10-7197-2010 (cf. p. 66).
- STUBENRAUCH, C. J., W. B. ROSSOW, S. KINNE, S. ACKERMAN, G. CESANA, H. CHEPFER, L. DI GIROLAMO, B. GETZEWICH, A. GUIGNARD, A. HEIDINGER, B. C. MADDUX, W. P. MENZEL, P. MINNIS, C. PEARL, S. PLATNICK, C. POULSEN, J. RIEDI, S. SUN-MACK, A. WALTHER, D. WINKER, S. ZENG et G. ZHAO (2013). « Assessment of Global Cloud Datasets from Satellites : Project and Database Initiated by the GEWEX Radiation Panel ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 94.7, p. 1031–1049. DOI : 10.1175/BAMS-D-12-00117.1 (cf. p. 1, 21).
- SU, H. et J. H. JIANG (2013). « Tropical Clouds and Circulation Changes during the 2006/07 and 2009/10 El Niños ». Dans : *Journal of Climate* 26.2, p. 399–413. DOI : 10.1175/JCLI-D-12-00152.1 (cf. p. 74–76, 78).
- SU, H., J. H. JIANG, C. ZHAI, T. J. SHEN, J. D. NEELIN, G. L. STEPHENS et Y. L. YUNG (2014). « Weakening and strengthening structures in the Hadley Circulation change under global warming and implications for cloud response and climate sensitivity ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 119.10, p. 5787–5805 (cf. p. 19, 65).
- TAYLOR, K. E., M. CRUCIFIX, P. BRACONNOT, C. D. HEWITT, C. DOUTRIAUX, A. J. BROCCOLI, J. F. B. MITCHELL et M. J. WEBB (2007). « Estimating Shortwave Radiative Forcing and Response in Climate Models ». Dans : *Journal of Climate* 20.11, p. 2530–2543. DOI : 10.1175/JCLI4143.1 (cf. p. 2, 17, 19, 20, 73).
- TAYLOR, K. E., R. J. STOUFFER et G. A. MEEHL (2011). « An Overview of CMIP5 and the Experiment Design ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 93.4, p. 485–498. DOI : 10.1175/BAMS-D-11-00094.1 (cf. p. 18).
- THOMSON, W. (1871). « On the Equilibrium of Vapour at a Curved Surface of Liquid ». Dans : *Philosophical Magazine* 7.448. DOI : 10.1017/S0370164600041729 (cf. p. 8).
- TRENBERTH, K. E. (1991). « Storm Tracks in the Southern Hemisphere ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 48.19, p. 2159–2178. DOI : 10.1175/1520-0469(1991)048<2159:STITSH>2.0.CO;2 (cf. p. 9).
- TWOMEY, S. (1977). « The Influence of Pollution on the Shortwave Albedo of Clouds ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 34.7, p. 1149–1152. DOI : 10.1175/1520-0469(1977)034<1149:TIOPOP>2.0.CO;2 (cf. p. 16).

- VAUGHAN, M. A., K. A. POWELL, D. M. WINKER, C. A. HOSTETLER, R. E. KUEHN, W. H. HUNT, B. J. GETZEWICH, S. A. YOUNG, Z. LIU et M. J. MCGILL (2009). « Fully Automated Detection of Cloud and Aerosol Layers in the CALIPSO Lidar Measurements ». Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 26.10, p. 2034–2050. DOI : 10.1175/2009JTECHA1228.1 (cf. p. 31).
- VIAL, J., J.-L. DUFRESNE et S. BONY (2013). « On the interpretation of inter-model spread in CMIP5 climate sensitivity estimates ». Dans : *Climate Dynamics* 41.11, p. 3339–3362. DOI : 10.1007/s00382-013-1725-9 (cf. p. 16).
- WALISER, D. E. et N. E. GRAHAM (1993). « Convective cloud systems and warm-pool sea surface temperatures : Coupled interactions and self-regulation ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 98 (D7), p. 12881–12893. DOI : 10.1029/93JD00872 (cf. p. 8).
- WALKER, G. T. (1923). « Correlations in seasonal variations of weather. III : A preliminary study of world weather. » Dans : *Mem. Indian Meteorol. Dep.* 24, p. 75–131 (cf. p. 1).
- (1928). « World weather ». Dans : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 54.226, p. 79–87 (cf. p. 1).
- WANG, H. et W. SU (2015). « The ENSO effects on tropical clouds and top-of-atmosphere cloud radiative effects in CMIP5 models ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 120.10, 2014JD022337. DOI : 10.1002/2014JD022337 (cf. p. 21, 78).
- WANG, P.-H., P. MINNIS, B. A. WIELICKI, T. WONG et L. B. VANN (2002). « Satellite observations of long-term changes in tropical cloud and outgoing longwave radiation from 1985 to 1998 ». Dans : *Geophysical Research Letters* 29.10, p. 37–1. DOI : 10.1029/2001GL014264 (cf. p. 52).
- WATTERSON, I. G., M. R. DIX et R. A. COLMAN (1999). « A comparison of present and doubled CO₂ climates and feedbacks simulated by three general circulation models ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 104 (D2), p. 1943–1956. DOI : 10.1029/1998JD200049 (cf. p. 16).
- WEBB, M., C. SENIOR, S. BONY et J.-J. MORCRETTE (2001). « Combining ERBE and ISCCP data to assess clouds in the Hadley Centre, ECMWF and LMD atmospheric climate models ». Dans : *Climate Dynamics* 17.12, p. 905–922. DOI : 10.1007/s003820100157 (cf. p. 44).
- WEBB, M. J., C. A. SENIOR, D. M. H. SEXTON, W. J. INGRAM, K. D. WILLIAMS, M. A. RINGER, B. J. MCAVANEY, R. COLMAN, B. J. SODEN, R. GUDGEL, T. KNUTSON, S. EMORI, T. OGURA, Y. TSUSHIMA, N. ANDRONOVA, B. LI, I. MUSAT, S. BONY et K. E. TAYLOR (2006). « On the contribution of local feedback mechanisms to the range of climate sensitivity in two GCM ensembles ». Dans : *Climate Dynamics* 27.1, p. 17–38. DOI : 10.1007/s00382-006-0111-2 (cf. p. 18).
- WEBB, M. J., F. H. LAMBERT et J. M. GREGORY (2013). « Origins of differences in climate sensitivity, forcing and feedback in climate models ». Dans : *Climate Dynamics* 40.3, p. 677–707 (cf. p. 16).
- WETHERALD, R. T. et S. MANABE (1988). « Cloud Feedback Processes in a General Circulation Model ». Dans : *Journal of the Atmospheric Sciences* 45.8, p. 1397–1416. DOI : 10.1175/1520-0469(1988)045<1397:CFPIAG>2.0.CO;2 (cf. p. 17, 18).

- WIELICKI, B. A., B. R. BARKSTROM, E. F. HARRISON, R. B. LEE, G. LOUIS SMITH et J. E. COOPER (1996). « Clouds and the Earth's Radiant Energy System (CERES) : An Earth Observing System Experiment ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 77.5, p. 853–868. DOI : 10.1175/1520-0477(1996)077<0853:CATERE>2.0.CO;2 (cf. p. 13).
- WIELICKI, B. A., D. F. YOUNG, M. G. MLYNCZAK, K. J. THOME, S. LEROY, J. CORLISS, J. G. ANDERSON, C. O. AO, R. BANTGES, F. BEST, K. BOWMAN, H. BRINDLEY, J. J. BUTLER, W. COLLINS, J. A. DYKEMA, D. R. DOELLING, D. R. FELDMAN, N. FOX, X. HUANG, R. HOLZ, Y. HUANG, Z. JIN, D. JENNINGS, D. G. JOHNSON, K. JUCKS, S. KATO, D. B. KIRK-DAVIDOFF, R. KNUTESON, G. KOPP, D. P. KRATZ, X. LIU, C. LUKASHIN, A. J. MANNUCCI, N. PHOJANAMONGKOLKIJ, P. PILEWSKIE, V. RAMASWAMY, H. REVERCOMB, J. RICE, Y. ROBERTS, C. M. ROITHMAYR, F. ROSE, S. SANDFORD, E. L. SHIRLEY, W. L. SMITH, B. SODEN, P. W. SPETH, W. SUN, P. C. TAYLOR, D. TOBIN et X. XIONG (2013). « Achieving Climate Change Absolute Accuracy in Orbit ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 94.10, p. 1519–1539. DOI : 10.1175/BAMS-D-12-00149.1 (cf. p. 2, 19, 21).
- WILLIAMS, K. D. et M. J. WEBB (2009). « A quantitative performance assessment of cloud regimes in climate models ». Dans : *Climate dynamics* 33.1, p. 141–157 (cf. p. 17).
- WINKER, D. M., J. PELON, J. A. COAKLEY, S. A. ACKERMAN, R. J. CHARLSON, P. R. COLLARCO, P. FLAMANT, Q. FU, R. M. HOFF, C. KITAKA, T. L. KUBAR, H. LE TREUT, M. P. MCCORMICK, G. MÉGIE, L. POOLE, K. POWELL, C. TREPTE, M. A. VAUGHAN et B. A. WIELICKI (2010). « The CALIPSO Mission : A Global 3D View of Aerosols and Clouds ». Dans : *Bulletin of the American Meteorological Society* 91.9, p. 1211–1229. DOI : 10.1175/2010BAMS3009.1 (cf. p. 21, 26).
- WINKER, D. M. (2003). *Accounting for multiple scattering in retrievals from space lidar*. DOI : 10.1117/12.512352 (cf. p. 125).
- WINKER, D. M., W. H. HUNT et C. A. HOSTETLER (2004). *Status and performance of the CALIOP lidar*. DOI : 10.1117/12.571955 (cf. p. 3, 26).
- WINKER, D. M., M. A. VAUGHAN, A. OMAR, Y. HU, K. A. POWELL, Z. LIU, W. H. HUNT et S. A. YOUNG (2009). « Overview of the CALIPSO Mission and CALIOP Data Processing Algorithms ». Dans : *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology* 26.11, p. 2310–2323. DOI : 10.1175/2009JTECHA1281.1 (cf. p. 28).
- WMO. *International Cloud Atlas, 2017 edition*. URL : <https://www.wmocloudatlas.org/home.html> (cf. p. 120).
- WOOD, R. (2006). *Relationships between optical depth, liquid water path, droplet concentration, and effective radius in adiabatic layer cloud*. University of Washington (cf. p. 118).
- WOOD, R. (2012). « Stratocumulus Clouds ». Dans : *Monthly Weather Review* 140.8, p. 2373–2423. DOI : 10.1175/MWR-D-11-00121.1 (cf. p. 8).
- WOODCOCK, A. H. (1940). « Convection and soaring over the open sea ». Dans : *Journal of Marine Research* 3, p. 248–253 (cf. p. 8).
- YANG, P., H. WEI, H.-L. HUANG, B. A. BAUM, Y. X. HU, G. W. KATTAWAR, M. I. MISHCHENKO et Q. FU (2005). « Scattering and absorption property database for nonspherical ice particles in the near-through far-infrared spectral region ». Dans : *Applied optics* 44.26, p. 5512–5523 (cf. p. 40).

- YANG, Y., L. M. RUSSELL, L. XU, S. LOU, M. A. LAMJIRI, R. C. J. SOMERVILLE, A. J. MILLER, D. R. CAYAN, M. J. DEFLORIO, S. J. GHAN, Y. LIU, B. SINGH, H. WANG, J.-H. YOON et P. J. RASCH (2016). « Impacts of ENSO events on cloud radiative effects in preindustrial conditions : Changes in cloud fraction and their dependence on interactive aerosol emissions and concentrations ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 121.11, 2015JD024503. DOI : 10.1002/2015JD024503 (cf. p. 74).
- YOKOHATA, T., S. EMORI, T. NOZAWA, Y. TSUSHIMA, T. OGIURA et M. KIMOTO (2005). « A simple scheme for climate feedback analysis ». Dans : *Geophysical Research Letters* 32.19. DOI : 10.1029/2005GL023673 (cf. p. 17, 20).
- YUE, Q., B. H. KAHN, E. J. FETZER, M. SCHREIER, S. WONG, X. CHEN et X. HUANG (2016). « Observation-Based Longwave Cloud Radiative Kernels Derived from the A-Train ». Dans : *Journal of Climate* 29.6, p. 2023–2040. DOI : 10.1175/JCLI-D-15-0257.1 (cf. p. 21, 73).
- ZELINKA, M. D. et D. L. HARTMANN (2010). « Why is longwave cloud feedback positive? » Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 115 (D16), p. D16117. DOI : 10.1029/2010JD013817 (cf. p. 97).
- (2011). « The observed sensitivity of high clouds to mean surface temperature anomalies in the tropics ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 116 (D23). DOI : 10.1029/2011JD016459 (cf. p. 21).
- ZELINKA, M. D., S. A. KLEIN et D. L. HARTMANN (2012a). « Computing and Partitioning Cloud Feedbacks Using Cloud Property Histograms. Part I : Cloud Radiative Kernels ». Dans : *Journal of Climate* 25.11, p. 3715–3735. DOI : 10.1175/JCLI-D-11-00248.1 (cf. p. 16, 17, 73).
- (2012b). « Computing and partitioning cloud feedbacks using cloud property histograms. Part II : Attribution to changes in cloud amount, altitude, and optical depth ». Dans : *Journal of Climate* 25.11, p. 3736–3754. DOI : 10.1175/JCLI-D-11-00249.1 (cf. p. 17, 73, 96, 97).
- ZELINKA, M. D., C. ZHOU et S. A. KLEIN (2016). « Insights from a refined decomposition of cloud feedbacks ». Dans : *Geophysical Research Letters* 43.17. DOI : 10.1002/2016GL069917 (cf. p. 2, 3, 18, 96, 99, 103).
- ZHAI, C., J. H. JIANG et H. SU (2015). « Long-term cloud change imprinted in seasonal cloud variation : More evidence of high climate sensitivity ». Dans : *Geophysical Research Letters* 42.20, 2015GL065911. DOI : 10.1002/2015GL065911 (cf. p. 19).
- ZHANG, M. H., J. J. HACK, J. T. KIEHL et R. D. CESS (1994). « Diagnostic study of climate feedback processes in atmospheric general circulation models ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 99 (D3), p. 5525–5537. DOI : 10.1029/93JD03523 (cf. p. 17).
- ZHANG, M. H., W. Y. LIN, S. A. KLEIN, J. T. BACMEISTER, S. BONY, R. T. CEDERWALL, A. D. DEL GENIO, J. J. HACK, N. G. LOEB, U. LOHMANN, P. MINNIS, I. MUSAT, R. PINCUS, P. STIER, M. J. SUAREZ, M. J. WEBB, J. B. WU, S. C. XIE, M.-S. YAO et J. H. ZHANG (2005). « Comparing clouds and their seasonal variations in 10 atmospheric general circulation models with satellite measurements ». Dans : *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* 110 (D15). DOI : 10.1029/2004JD005021 (cf. p. 17).
- ZHANG, Y., W. B. ROSSOW, A. A. LACIS, V. OINAS et M. I. MISHCHENKO (2004). « Calculation of radiative fluxes from the surface to top of atmosphere based on ISCCP and other global data sets : Refinements of the radiative transfer model and the input data ». Dans :

Journal of Geophysical Research : Atmospheres 109 (D19). DOI : 10.1029/2003JD004457 (cf. p. 20).

ZHOU, C., A. E. DESSLER, M. D. ZELINKA, P. YANG et T. WANG (2014). « Cirrus feedback on interannual climate fluctuations ». Dans : *Geophysical Research Letters* 41.24, 2014GL062095. DOI : 10.1002/2014GL062095 (cf. p. 73).

ZHOU, C., M. D. ZELINKA, A. E. DESSLER et P. YANG (2013). « An Analysis of the Short-Term Cloud Feedback Using MODIS Data ». Dans : *Journal of Climate* 26.13, p. 4803–4815. DOI : 10.1175/JCLI-D-12-00547.1 (cf. p. 21, 104).

ZHOU, C., M. D. ZELINKA, A. E. DESSLER et S. A. KLEIN (2015). « The relationship between interannual and long-term cloud feedbacks ». Dans : *Geophysical Research Letters* 42.23, 2015GL066698. DOI : 10.1002/2015GL066698 (cf. p. 19, 99).

ZOLORATEV, V. M. et A. V. DEMIN (1977). « Optical constants of water over a broad range of wavelengths, 0.1 Å-1 m ». Dans : *Optics and Spectroscopy* 43, p. 157–161 (cf. p. 115).

Apport des observations par lidar spatial pour comprendre l'effet radiatif des nuages dans l'infrarouge

Résumé — Parce que les processus nuageux sont des processus complexes qui opèrent à des échelles spatiales très différentes, l'évolution de l'effet radiatif des nuages (CRE) dans un climat qui se réchauffe est incertaine. Afin de mieux comprendre l'évolution du CRE, il est utile de l'exprimer en fonction de propriétés nuageuses fondamentales et observables. Dans l'infrarouge (LW), l'altitude des nuages est une des propriétés fondamentales, ainsi que leur couverture et leur opacité. Les observations collectées par le lidar spatial CALIOP durant la dernière décennie nous ont permis d'exprimer le CRE LW en fonction de cinq propriétés nuageuses. Nous montrons que le CRE LW dépend linéairement de l'altitude des nuages. Cette linéarité permet de décomposer les variations du CRE LW en contributions dues aux cinq propriétés nuageuses. On observe ainsi que la couverture des nuages opaques a piloté les variations du CRE LW durant la dernière décennie. L'analyse de simulations climatiques suivant la même approche à l'aide d'un simulateur lidar montre que les variations du CRE LW dans le climat actuel sont pilotées par l'altitude des nuages opaques, en désaccord avec les observations. Lorsqu'on étend cette analyse aux rétroactions nuageuses LW simulées dans un climat futur, on remarque que celles-ci sont également pilotées par l'altitude des nuages opaques. Ces résultats suggèrent que les observations par lidar spatial apportent une forte contrainte observationnelle sur les rétroactions nuageuses LW, qui sont l'une des principales sources d'incertitude dans les prévisions d'évolution de la température moyenne globale dues aux activités humaines.

Mots clés : Lidar spatial, Effet radiatif des nuages, Variations temporelles, Rétroactions nuageuses, Altitude d'opacité

Use of space-lidar observations to understand the longwave cloud radiative effect

Abstract — Because cloud processes are complex processes which operate at very different spatial scales, the evolution of the cloud radiative effect (CRE) in a warming climate is uncertain. To improve our understanding of the evolution of the CRE, it is useful to express it as a function of fundamental and observable cloud properties. In the infrared (LW), the altitude of clouds is one of the fundamental properties, together with their cover and opacity. The observations collected by the space-lidar CALIOP during the last decade allowed us to express the LW CRE using five cloud properties. We show that the LW CRE depends linearly on the cloud altitude. This linearity allows to decompose the variations of the LW CRE into contributions due to the five cloud properties. We observe that the cover of the opaque clouds drove the variations of the LW CRE during the last decade. The analysis of climate simulations performing the same approach by means of a lidar simulator shows that the variations of the LW CRE in the current climate are driven by the opaque cloud altitude, in disagreement with the observations. When we extend this analysis to the LW cloud feedback simulated in a future climate, we notice that they are also driven by the opaque cloud altitude. These results suggest that the space-lidar observations bring a strong observational constraint on the LW cloud feedbacks, which are one of the main sources of uncertainty in predicting future global average temperature evolution due to human activities.

Keywords: Space-lidar, Cloud radiative effect, Temporal variations, Cloud feedback, Opacity altitude
