



HAL
open science

Relations entre cirrus et humidité dans la haute troposphère à partir du sondage infrarouge et de sa synergie avec d'autres observations. Application à l'impact du trafic aérien sur le climat.

Nicolas Lamquin

► **To cite this version:**

Nicolas Lamquin. Relations entre cirrus et humidité dans la haute troposphère à partir du sondage infrarouge et de sa synergie avec d'autres observations. Application à l'impact du trafic aérien sur le climat.. Sciences of the Universe [physics]. Ecole Polytechnique X, 2009. English. NNT: . pastel-00005763

HAL Id: pastel-00005763

<https://pastel.hal.science/pastel-00005763>

Submitted on 1 Feb 2010

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.



Ecole Polytechnique

THESE DE DOCTORAT

Spécialité

Océanologie, Météorologie et Environnement

présentée par

Nicolas LAMQUIN

pour obtenir le grade de Docteur de l'Ecole Polytechnique

Relations entre cirrus et humidité dans la haute troposphère à partir du sondage infrarouge et de sa synergie avec d'autres observations.

Application à l'impact du trafic aérien sur le climat.

Thèse préparée

sous la direction de Claudia Stubenrauch

dans l'équipe d'Analyse du Rayonnement Atmosphérique (ARA)
du Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD), IPSL, CNRS
à l'Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

soutenue le 3 Décembre 2009

devant le jury composé de :

Vincent CASSÉ	CNRS/IPSL	président du jury
Patrick CHERVET	ONERA	examinateur
Alain HAUCHECORNE	CNRS/IPSL	rapporteur
Gaby RÄDEL	University of Reading	rapporteur
Didier RENAUT	CNES	examinateur
Claudia STUBENRAUCH	CNRS/IPSL	directrice de thèse

Remerciements

Bourg-la-Reine, fin janvier 2010

Il faudrait être bien bourré pour se jeter sur cette page et la remplir promptement, tellement elle a été fantasmée avant tout le travail de rédaction puis mijotée lorsque tel ou tel chapitre a pris sa forme finale et enfin balbutiée autour d'un champagne après la soutenance... il risque cependant d'y avoir des déçus car je n'ai ni la place ni le courage d'énumérer tous ceux qui ont participé peu ou prou à ce travail. Autant synthétiser trois ans de travaux n'est déjà pas de la tarte, autant synthétiser trois ans d'une vie... pourquoi pas refaire une thèse alors. Jamais de la vie!!! Merci donc à ceux qui ne sont pas remerciés!

Maintenant il y a ceux qui méritent d'être montrés sur la place publique, ceux dont l'esprit hante ces pages, ceux qui étaient là "avant", ceux qui étaient là "pendant", ceux qui... enfin bon, voyons-y de plus près.

Avant toute chose un GRAND merci à Gaby Rädcl et Alain Hauchecorne pour avoir été les meilleurs rapporteurs possible, Didier Renaut et Patrick Chervet pour avoir été les meilleurs examinateurs possible, et Vincent Cassé pour tout ce qu'il apporte au LMD (en plus d'être le meilleur président du jury possible). Vous avez tous contribué à la réussite finale de ce travail.

Claudia, merci pour ton optimisme, ta persévérance, ton enthousiasme et ton encadrement constant, confiant, et parfois même complice. Il n'est pas facile à tout le monde de se mettre dans tes rails et d'y gagner de l'indépendance, tu sais toujours où tu vas mais tu sais aussi être surprise et influencée par les (bonnes) idées des autres. Je suivrai avec attention le devenir de ce que nous avons construit ensemble.

Tout ce travail n'aurait pu voir le jour sans l'expérience d'une équipe dans laquelle je n'ai été, pendant un temps, qu'un petit satellite. Merci à Alain, Nicole et Noëlle, les pionniers bienveillants, ainsi qu'à Cyril et Raymond pour leur intérêt, leur sympathie et leur aide, notamment lors des répétitions de la soutenance. Merci aussi à Laurent pour ce dernier point ainsi que pour nos discussions de cycliste.

Un grand "zaloute" à tous les "jeunes" de l'équipe : Sophie pour tous nos dreamtimes, Sylvain pour la bonne entente, Virginie pour avoir supporté mes odeurs de cycliste, Pierre-Yves pour m'avoir coiffé au poteau sur la date de soutenance et décoiffé à l'escalade, Anthony pour ta détestation des conventions, Delphine pour nos gentilles discussions, Jérôme, Thibaud et puis ceux qui sont déjà partis mais qui étaient là, un temps.

Merci aux amis du LMD dont Edouard pour de bons souvenirs de notre escapade hawaïenne et de notre "Shaka night". Merci à Gilles (Bannerot), Daniel et Olivier pour nos discussions. Merci à tous les personnels du labo (Eliane, France-Lise, Martine, Stéphane...) et de l'équipe

informatique (Christophe, Julien, Karim, Sophie...) pour ce que vous apportez dans notre travail quotidien.

Un clin d'œil pour tous les gens de l'Ecole Doctorale de l'X (Audrey Lemaréchal, Claudette Dessertaine, Fabrice Baronnet, Michel Rosso...) qui font un travail formidable et sans qui les formalités administratives ne seraient pas aussi faciles. J'en profite pour remercier Daniel Argelès pour ses excellents cours d'Allemand. Ça n'a rien à voir avec l'EDX mais ça fait transition.

Lors de mon travail de collaboration au Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt j'ai rencontré une atmosphère de travail très stimulante. Je remercie Klaus Gierens et Ulrich Schumann pour leur accueil chaleureux et la famille Ott pour son hospitalité.

Je remercie également tous les scientifiques que j'ai pu rencontrer au cours de cette thèse et qui m'ont apporté soutien, reconnaissance et collaborations. Notamment Jacques Pelon, Ulrike Burkhardt, Martina Krämer, Peter Spichtinger, Herman Smit et Brian Kahn. Il y en a certainement d'autres mais je ne peux énumérer tout le monde.

Alors que ma vie étudiante s'achève je tiens à mentionner le nom de ceux dont j'ai particulièrement apprécié l'aide pendant ces nombreuses années : Jamil Nasser et Xavier Quélin de l'Université de Versailles Saint-Quentin, Alain Cordier et Nicolas Pavloff du magistère de physique d'Orsay, Karsten Trulsen de Universitetet i Oslo, Gilles Bouchet et Jan Dušek de l'Institut de Mécanique des Fluides de Strasbourg, Thanh-Tâm Lê, Manuel Samuelides, Emmanuel Zenou, et Grégoire Casalis de Supaero, Tapio Schneider et Paul O'Gorman (maintenant MIT) du California Institute of Technology, Josiane Zérubia de l'INRIA. Et bien d'autres.

Salutations à tous les amis et gens rencontrés à ces occasions avec une pensée pour Sky Rashby, parti sans laisser d'explication.

Un gros bisou à toute ma famille pour m'avoir donné la confiance, la liberté et les moyens de faire toutes ces études.

Enfin, j'imaginai être triste en écrivant ma dernière pensée pour celle qui a accompagné ma vie pendant (presque) toute cette thèse. Il n'en est rien mais je pense quand même à toi.

Maintenant en selle pour de nouveaux horizons!

Nicolas

« L'instrument de mesure finit toujours
par être une théorie et il faut comprendre
que le microscope est un prolongement de
l'esprit plutôt que de l'œil. »

Gaston Bachelard,
La formation de l'esprit scientifique (1938)

Table des matières

Introduction	8
I Repères, méthodes et bases de données climatiques	13
1 La formation des cirrus et des traînées de condensation dans la haute troposphère	14
1.1 La haute troposphère	14
1.2 L'humidité et ses mesures	16
1.3 Conversion pression-altitude	21
1.4 La sursaturation en glace et la formation des cirrus	22
1.5 La formation et la persistance des traînées de condensation	24
2 Du rayonnement électromagnétique au sondage infrarouge	27
2.1 Le rayonnement mesuré depuis l'espace	27
2.2 L'équation de transfert radiatif	30
2.3 Les outils développés pour l'inversion	32
3 La base de données climatiques TOVS Path-B	34
3.1 La chaîne d'inversion	34
3.2 La méthode de minimisation de χ^2 pour la détermination des propriétés nuageuses	37
4 La base de données climatiques AIRS	40
4.1 L'inversion de la NASA	40
4.2 La reconstitution des propriétés nuageuses AIRS	43
5 Données utilisées en synergie	47
5.1 La visée au limbe de SAGE II	47
5.2 Le lidar CALIOP	53
5.3 La campagne aéroportée MOZAIC	63
5.4 La base de données du trafic aérien AERO2k	64
5.5 Comparaison inter-instrumentale des climatologies de nuages hauts	65
II Synergie TOVS Path-B - SAGE : sursaturation en glace, cirrus et cirrus subvisibles	68
1 Cirrus et humidité TOVS	69
1.1 Occurrence globale des cirrus	69
1.2 L'humidité relative en haute troposphère	71

1.3	Distributions d'humidité relative	75
1.4	Occurrences de la sursaturation en glace	79
2	Synergie cirrus subvisibles SAGE - humidité TOVS	82
2.1	Liens avec la sursaturation en glace	82
2.2	Distributions d'humidité relative pour les cirrus subvisibles	84
 III Synergie AIRS - CALIOP : relations entre humidité et épais-		
seurs géométrique et optique des cirrus		85
1	Comparaison des climatologies AIRS et TOVS	86
1.1	Evaluation de l'impact de la présence des nuages sur la qualité des profils atmo- sphériques	86
1.2	L'humidité relative en haute troposphère déterminée par AIRS	91
2	Distributions d'humidité relative	96
3	Relations entre l'humidité relative de AIRS et les épaisseurs géométrique et optique des cirrus déterminées avec CALIOP	101
3.1	Relations entre l'humidité relative et l'épaisseur géométrique des cirrus	101
3.2	Relations entre l'humidité relative et les épaisseurs optique et géométrique des cirrus	105
 IV Evaluation de l'humidité relative du modèle de prévision du ECMWF		109
1	La sursaturation en glace dans le modèle de prévision du ECMWF	110
1.1	Une implémentation récente	110
1.2	Changements dans la haute troposphère	110
1.3	Champs extraits du modèle et domaine d'étude	111
2	Comparaison avec l'humidité relative de AIRS	112
2.1	Analyse générale et analyse du mode sec	112
2.2	Analyse du mode humide	115
3	Comparaison avec les profils verticaux des nuages de CALIOP	118
 V Synergie AIRS - MOZAIC - AERO2k : détermination du risque de formation, de persistance et d'impact sur le climat des traînées d'avion		121
1	Probabilité d'occurrence de la sursaturation en glace dans une couche d'at- mosphère	122
1.1	La sursaturation mesurée par des radiosondages	122
1.2	Épaisseur des couches d'air sursaturées	123
1.3	Probabilité d'occurrence de sursaturation	124
1.4	Conclusion	124

2 Synergie AIRS-MOZAIC pour la détection de la sursaturation dans les données AIRS	126
2.1 Colocalisation AIRS-MOZAIC	126
2.2 Etude de l'humidité relative de MOZAIC en fonction des scènes nuageuses de AIRS	127
2.3 Impact de mesures MOZAIC à altitude fixe	130
2.4 Méthode de correction pour la détection de la sursaturation en glace à partir des observations AIRS	131
2.5 Climatologie de la sursaturation en glace	134
3 Climatologie des traînées de condensation potentielles, persistantes, et ayant un impact sur le climat	140
3.1 Implémentation du critère de Schmidt-Appleman	140
3.2 Implémentation du critère d'impact sur le climat	141
3.3 Climatologies des traînées potentielles	141
4 Evaluation du risque de formation et d'impact des traînées de condensation avec AERO2k	145
4.1 Intégration par densité moyenne de l'altitude	145
4.2 Intégration par densité verticale réelle	146
4.3 Distances parcourues donnant lieu à des traînées de condensation	151
 Synthèse et conclusion	 159
 Bibliographie	 162
 Annexes	 177

Introduction

Les cirrus dans le paysage climatique

Si le temps qu'il fait a toujours été au coeur des préoccupations des hommes, le temps qu'il fera attire aujourd'hui l'attention des scientifiques avec une prise de conscience grandissante de l'impact des activités humaines sur le climat de notre planète. Au carrefour des disciplines classiques (mathématiques, physique, chimie...) la climatologie concentre les efforts de théoriciens, expérimentateurs, ingénieurs, informaticiens, dont les travaux s'interpénètrent pour sans cesse améliorer la connaissance des phénomènes atmosphériques passés et présents et pour ainsi mieux prévoir le temps à l'échelle de la semaine (météorologie) ou de l'année voire même de la décennie (climatologie au sens propre du terme).

Dans ce paysage les cirrus, nuages de glace de la haute troposphère, font l'objet d'une attention particulière. Compte tenu de la difficulté de parvenir à de telles altitudes (de 8 à 18 km environ, variant avec la latitude) la présence de glace était déduite, au temps des grecs, du fait que la température décroisse avec l'altitude (Anaxagore de Clazomènes (500-428 av. JC)) et plus tard de la réfraction de la lumière par les cristaux de glace (Descartes (1596-1650)). Le nom "cirrus" (littéralement "boucle de cheveux" en latin) est pour la première fois donné dans la classification des nuages du quaker Luke Howard (1772-1864). Il en existe des variétés dont le détail des noms plus ou moins poétiques sera éclipsé par une classification plus sobre qui prend davantage en compte leur impact sur le bilan radiatif terrestre.

En effet, les premières observations spatiales des cirrus ont permis de les classer comme sombres (c'est-à-dire optiquement fins) et froids (à basse température).

Ces nuages, qui représentent environ 40 % de la couverture nuageuse de notre planète, jouent un rôle important dans le bilan radiatif. De par leur faible épaisseur optique la plupart des cirrus laissent passer le rayonnement solaire incident qui peut ainsi parvenir au sol. En retour, le rayonnement infrarouge issu du sol est piégé par les cristaux de glace qui font écran à sa propagation dans le vide interstellaire. Comme ils sont froids, ils émettent peu de rayonnement infrarouge vers l'espace. Globalement, les cirrus exercent donc un forçage radiatif positif, c'est-à-dire qu'ils contribuent à un effet de serre (Liou, 1986). Lorsque les cirrus sont optiquement plus épais ils participent, comme les autres nuages, à un effet radiatif négatif (ou effet d'albédo), c'est-à-dire qu'ils refroidissent l'atmosphère.

Ils sont encore mal représentés dans la plupart des modèles tant en terme d'occurrence qu'en terme de propriétés microphysiques qui sont complexes (cristaux non sphériques et de tailles très variables) et dépendantes du processus de formation et des propriétés thermodynamiques de l'atmosphère. Pour une meilleure représentation des effets radiatifs des cirrus il est essentiel de paramétrer les propriétés optiques en fonction de la microphysique des cirrus de façon réaliste.

Tout ceci participe aux incertitudes sur la rétroaction de la vapeur d'eau et des nuages en général.

La sursaturation en glace et les traînées de condensation

Connaissance tout aussi récente, la sursaturation en glace de la vapeur d'eau dans la haute troposphère (humidité relative par rapport à la glace qui excède la saturation) est préliminaire à la formation des cirrus car la haute troposphère est un milieu très pur, aux teneurs très faibles en aérosols. Le seuil de nucléation de la glace y est bien au-delà de la saturation et peut varier suivant le type de nucléation et la température (entre environ 140 et 160 %, parfois même au-delà). Les cristaux de glace peuvent se former à partir d'eau surfondue (nucléation homogène) ou par des processus complexes impliquant des aérosols comme catalyseurs (nucléation hétérogène). Ces derniers étant les moins bien connus mais probablement les moins répandus.

La sursaturation en glace est responsable de la persistance des traînées de condensation des avions, ce qui la rend visible à l’œil nu. En effet, cette persistance intervient dès que l’environnement dans lequel elles se répandent est sursaturé. Il existe alors une plage d’humidités entre la saturation et les seuils de nucléation des cirrus pour laquelle les traînées sont les seuls nuages à se former dans le ciel.

Les cirrus par les sondeurs infrarouges

Etudier les cirrus requiert donc la mesure simultanée de la vapeur d’eau, de la température, et de paramètres témoignant de la présence de cristaux de glace (par exemple l’émissivité effective infrarouge ou encore l’atténuation du signal laser émis par un lidar).

Le sondage infrarouge depuis l’espace offre ces possibilités en couplant les propriétés physiques (altitude, émissivité) et microphysique (contenu en glace intégré et diamètre effectif des cristaux) des nuages de glace avec des profils atmosphériques de température et de vapeur d’eau. Comparé aux observations depuis le sol, un autre atout est leur couverture globale journalière, diurne et nocturne. En orbite héliosynchrone leur insensibilité à la lumière visible permet, en effet, de fournir une mesure du même lieu géographique deux fois par 24h (jour et nuit) et ce, pour la Terre entière. En comparaison d’autres instruments spatiaux passifs¹ la haute résolution spectrale des sondeurs infrarouges est plus adaptée à la détermination des propriétés des cirrus et jusqu’à une épaisseur optique aussi basse que 0.1 (Wylie et al., 1994; Stubenrauch et al., 1999a; Wylie and Menzel, 1999; Stubenrauch et al., 2006; Kahn et al., 2007; Stubenrauch et al., 2008).

Cependant, certaines limites de ces instruments doivent être appréhendées, notamment leur incapacité à fournir des profils atmosphériques lorsque la situation observée est trop nuageuse mais aussi leurs résolutions horizontale (de l’ordre de la dizaine de km) et verticale (de l’ordre du km). Pour l’étude de la haute troposphère le premier point est peu important car les cirrus sont, dans la plupart des cas, suffisamment fins optiquement pour ne pas empêcher la détermination des profils atmosphériques. Par contre, les résolutions horizontale et, surtout, verticale des profils de vapeur d’eau et de température vont avoir des répercussions sur l’acuité avec laquelle on peut observer les relations entre l’humidité de la haute troposphère et les cirrus. Enfin, les sondeurs infrarouges sont insensibles aux nuages très fins (épaisseur optique en-dessous de 0.1), ce qui empêche la détection de nombreux cirrus très fins, et ils ne mesurent pas l’épaisseur géométrique des nuages. Il est donc naturel de chercher le couplage de ces instruments avec d’autres types d’observations pour dépasser ces limites.

But de cette thèse

Le but de cette thèse est alors d’examiner les propriétés physiques des cirrus (altitude, émissivité) et leurs relations avec l’humidité dans la haute troposphère déterminées à partir des sondeurs infrarouges. Nous utilisons pour cela les bases de données climatologiques issues des sondeurs TIROS-N Operational Vertical Sounder (TOVS) et Atmospheric InfraRed Sounder (AIRS).

Pour évaluer et compléter les facultés de ces instruments nous exploitons amplement les synergies offertes par d’autres types d’instruments. Par exemple, nous mettons TOVS en relation avec la détection de cirrus subvisibles par visée au limbe du Stratospheric Aerosol and Gas Experiment (SAGE). Aussi, à l’aide de la constellation de satellites A-Train, nous réalisons des coïncidences spatio-temporelles quasiment parfaites entre AIRS et le lidar Cloud-Aerosol Lidar

1. c’est-à-dire qui collectent le rayonnement en provenance d’une source externe

with Orthogonal Polarization (CALIOP) qui fait une description verticale très fine des couches nuageuses.

Les relations explorées entre l'humidité relative et l'épaisseur des cirrus nous aident, notamment, à mieux comprendre comment la résolution verticale des sondeurs impacte la détection de la sursaturation en glace. La synergie avec des mesures d'humidité relative de la campagne aéroportée Measurements of OZone and water vapour by in-service Airbus airCraft (MOZAIC) nous permet de construire un algorithme de correction que nous appliquons pour étudier l'occurrence de traînées de condensation potentielles.

Plan

- La première partie introduit des prérequis indispensables sur les cirrus, les traînées de condensation, la vapeur d'eau et les conditions rencontrées dans la haute troposphère. Les principes physiques du sondage infrarouge sont ensuite brièvement décrits ainsi que les chaînes d'inversion des sondeurs TOVS et AIRS faites au LMD.

Les instruments que nous utilisons en synergie font finalement l'objet d'une section particulière dans laquelle nous présentons les apports de chacun. Nous y montrons aussi l'évaluation des propriétés nuageuses AIRS par CALIOP et la détermination des épaisseurs optiques des nuages hauts CALIOP. La contribution de la diffusion multiple pour ces épaisseurs optiques a été évaluée en comparant les épaisseurs optiques apparentes du lidar et les émissivités infrarouges de AIRS.

- La deuxième partie présente une première étude des cirrus et de l'humidité réalisée à l'aide de la climatologie TOVS-Path B sur la période 1987-1991. Elle montre notamment des distributions de l'humidité relative de la haute troposphère en distinguant les types de situation nuageuse rencontrés. Ces distributions soulignent le lien entre les cirrus et des humidités relatives élevées. Elles montrent aussi que la sursaturation en glace est très sous-estimée si l'on n'applique pas de correction statistique. Les fréquences d'occurrence de la sursaturation sont alors déterminées dans TOVS à l'aide d'un seuil empirique d'humidité relative inférieur à 100 %.

La détection de cirrus subvisibles par l'instrument SAGE sur la même période permet de mettre en évidence une corrélation entre l'occurrence de ces cirrus très fins et l'occurrence de la sursaturation déterminée avec TOVS. Ce résultat, obtenu pour trois zones géographiques étend une étude de Gierens et al. (2000). Enfin, la synergie des cirrus subvisibles de SAGE avec les profils atmosphériques de TOVS permet d'obtenir des distributions d'humidité relative pour ces nuages. Nous concluons sur la nécessité de préciser les influences des propriétés physiques (épaisseurs géométrique et optique, couverture nuageuse) des cirrus sur l'humidité relative déterminée par ce type d'instrument.

- Avec l'arrivée des sondeurs de nouvelle génération les profils de température et de vapeur d'eau gagnent en précision et nous pouvons préciser ces influences. La troisième partie exploite alors les données mieux résolues du sondeur hyperspectral AIRS. Nous comparons dans un premier temps les climatologies issues de AIRS à celles issues de TOVS. Cette étude montre que la variabilité horizontale de la couverture nuageuse des cirrus a peu d'influence sur l'humidité relative.

Nous utilisons ensuite la synergie des mesures d'humidité de AIRS avec les profils nuageux du lidar CALIOP pour savoir plus précisément si l'épaisseur optique ou l'épaisseur géométrique jouent un rôle. Nous concluons que c'est l'épaisseur géométrique qui a le

plus d'influence sur l'humidité relative déterminée par AIRS. Cela met en évidence que, même pour un sondeur très récent, il est difficile de détecter la sursaturation en glace. Ce travail, publié dans Lamquin et al. (2008), a été apprécié notamment par un groupe de recherche du Jet Propulsion Laboratory de la NASA pour une éventuelle collaboration.

- Les sondeurs de dernière génération ont été en partie conçus dans le but d'améliorer les prévisions météorologiques. Dans une collaboration avec Klaus Gierens du centre spatial allemand (DLR à Oberpfaffenhofen), publiée dans Lamquin et al. (2009), nous avons évalué l'humidité relative en haute troposphère du modèle de prévision météorologique du ECMWF à l'aide des données AIRS et CALIOP. Ce modèle possède une récente paramétrisation de la sursaturation en glace, ce qui n'est pas le cas de la plupart des modèles de climat à l'heure actuelle.

Nous concluons sur un bon comportement du modèle dans les comparaisons avec les humidités AIRS et avec les nuages CALIOP malgré les difficultés induites par la résolution verticale de AIRS. Les connaissances établies dans la partie précédente nous aident sur ce point à mieux comprendre les relations observées dans cette quatrième partie.

- Dans la dernière partie nous cherchons à améliorer la détection de la sursaturation en glace lorsque l'on ne possède qu'une résolution verticale grossière. L'algorithme de correction est basé sur la probabilité de trouver de la sursaturation en glace que que soit l'humidité relative calculée à basse résolution. D'abord présenté à l'aide de radiosondages et de prévisions météorologiques du ECMWF à différentes résolutions cet algorithme est ensuite déterminé pour les données AIRS que nous avons mises en correspondance spatio-temporelle avec des mesures de la campagne MOZAIC.

Cet algorithme, couplé aux propriétés nuageuses AIRS déterminées au LMD, permet de déterminer, à l'échelle globale et pour la première fois à tous les niveaux de la haute troposphère, les fréquences d'occurrence de la sursaturation en glace mais aussi des situations météorologiques pour lesquelles des traînées de condensation potentielles persistent et ont le plus d'impact sur le climat. Ce travail sera bientôt publié dans Lamquin et al. (2010).

Première partie

Repères, méthodes et bases de données climatiques

1

La formation des cirrus et des traînées de condensation dans la haute troposphère

1.1 La haute troposphère

La troposphère est la plus basse des couches qui composent l'atmosphère terrestre (Fig.I.1). Le réchauffement du sol par le rayonnement solaire induit une instabilité de l'air et provoque des mélanges verticaux (ex : processus dans la couche limite, convection profonde) et horizontaux (ex : advection des tropiques vers les pôles induite par la différence d'ensoleillement) qui se déroulent depuis la surface jusqu'à des altitudes de l'ordre de 10 à 20 km où se fait la transition vers une couche d'air plus stable : la stratosphère.

La zone de transition, la tropopause, représente la limite supérieure de la turbulence à grande échelle. Elle correspond à l'altitude à laquelle la température cesse de décroître en montant en altitude. En effet, l'absorption de rayons ultraviolets par l'ozone dans la stratosphère photodissocie ce dernier en O_2 et oxygène atomique O . La recombinaison très rapide de l'ozone libère de l'énergie cinétique dans l'atmosphère contribuant ainsi à un réchauffement qui est maximal vers 50 km et qui inverse le gradient thermique adiabatique

à partir de la tropopause. Autour de cette dernière nous observons un changement typique dans le profil de température qui a donné lieu à la première définition de la tropopause adoptée par l'Organisation Météorologique Internationale (WMO, 1957) : limite inférieure d'une couche de 2 km dans laquelle le gradient thermique adiabatique est inférieur à 2 K/km.

En dehors de cette première définition certains auteurs discutent d'une approche dynamique avec une tropopause définie par un fort gradient de vorticité potentielle (par exemple Hoinka, 1998) ou proposent même une définition chimique reposant sur la teneur en ozone (Bethan et al., 1996). Alors que ces définitions sont importantes pour bien définir les teneurs troposphériques ou stratosphériques en ozone (et éventuellement aussi en vapeur d'eau) nous préférons garder la première définition, celle d'une tropopause "thermique", qui sera d'ailleurs celle utilisée pour nos études.

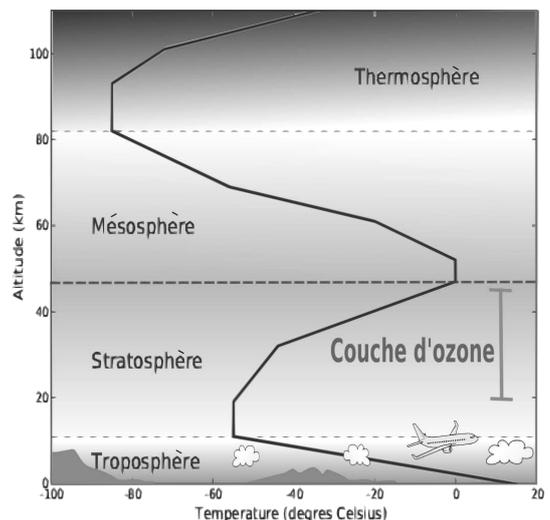


FIGURE I.1 — Schéma du profil moyen de la température de l'atmosphère. La tropopause sépare la troposphère de la stratosphère. Source internet : Wikipedia.

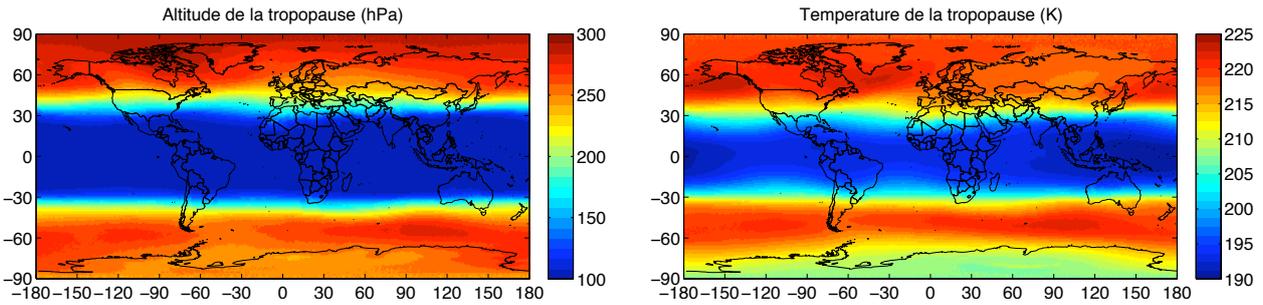


FIGURE I.2 – Pression moyenne (hPa, gauche) et température moyenne (degrés K, droite) de la tropopause, toutes saisons. Source : analyse des données AIRS.

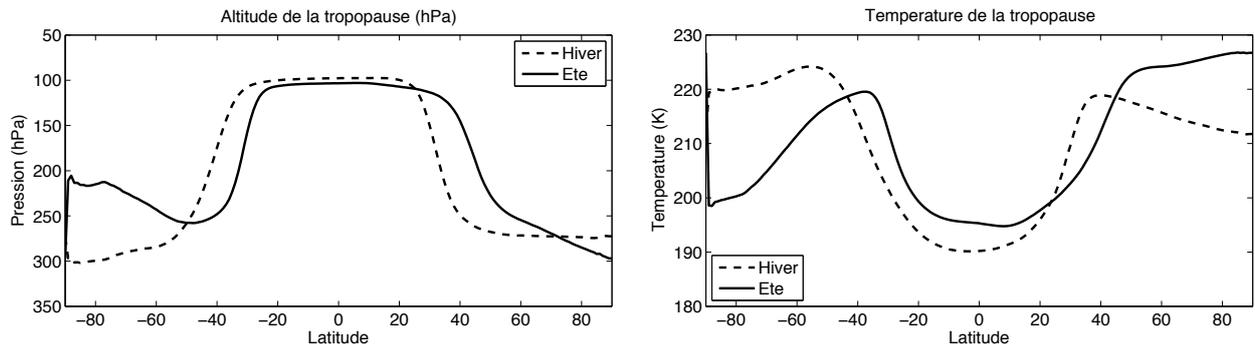


FIGURE I.3 – Moyennes zonales de la pression (hPa, gauche) et de la température (K, droite) de la tropopause, hiver boréal et été boréal. Source : analyse des données AIRS.

La Fig.I.2 montre des cartes de pression et de température moyennes de la tropopause déterminées à partir des observations spatiales du sondeur infrarouge AIRS (Chahine et al., 2006). La tropopause est la plus haute (100 hPa, environ 16 km) et la plus froide (environ 190 K) sous les tropiques, son altitude décroît progressivement vers les pôles jusqu'à environ 300 hPa (8-10 km) à l'exception de la tropopause antarctique en hiver austral. L'altitude dépend en effet de l'action conjuguée du rayonnement solaire et terrestre et de la convection, elle est plus haute dans les tropiques car l'air chaud y est plus dilaté. Aussi l'influence de la position de la zone de convergence intertropicale provoque une variabilité saisonnière conséquente de la tropopause comme le montrent les moyennes zonales pour l'hiver boréal et l'été boréal (Fig.I.3).

La convection profonde influe sur la teneur moyenne en ozone qui est plus élevée au-dessus des moyennes latitudes qu'aux tropiques. En effet, même si l'ensoleillement est maximal et contribue à une plus grande formation d'ozone sous les tropiques, les fortes ascendances de la convection profonde dans les tropiques poussent l'ozone de la basse stratosphère et le force à migrer vers les plus hautes latitudes (schéma de la Fig.I.4), c'est la circulation de Brewer-Dobson (Brewer, 1949).

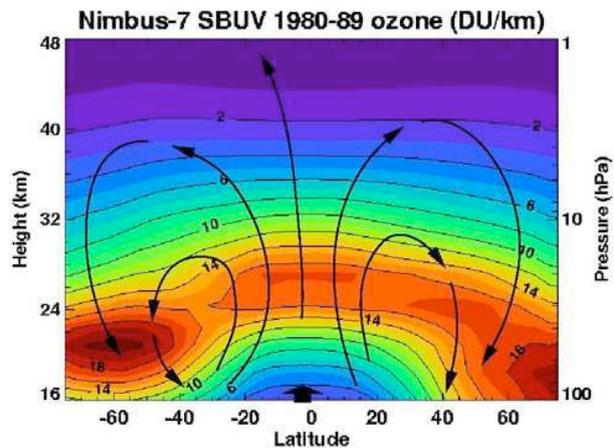


FIGURE I.4 – Distribution moyenne de l'ozone et circulation de Brewer-Dobson. Source : NASA.

Le point important pour nous est que la tropopause thermique constitue la partie la plus froide de la basse atmosphère et qu'elle est, par conséquent, une limite naturelle pour la formation des nuages de la troposphère. Ce que l'on voit assez bien si on considère une distribution bidimensionnelle de la distance du sommet du nuage le plus haut à la tropopause, ici obtenue avec des données du lidar CALIOP (Fig.I.5). L'échelle de couleur utilisée montre des fréquences plus élevées en rouge. Les probabilités sont normalisées pour chaque latitude. Il est intéressant de constater les zones de subsidence subtropicales où il y a moins de nuages hauts. Goldfarb et al. (2001) ont montré un résultat similaire à partir d'un lidar au sol mais seulement au-dessus d'une région dans les moyennes latitudes nord (observatoire de Haute Provence).

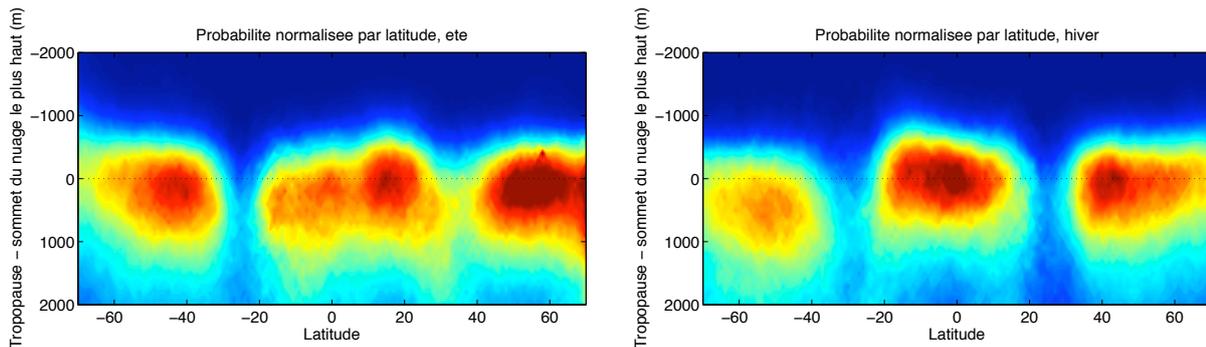


FIGURE I.5 – Distance entre la tropopause et le sommet du nuage le plus haut (en mètres), fréquences normalisées pour chaque latitude. Source : analyse des données CALIOP.

Il arrive que l'on retrouve des cirrus dans la basse stratosphère, à quelques centaines de mètres au-dessus de la tropopause thermique, qui sous-tendent le passage de vapeur d'eau le long de surfaces isentropes entre la troposphère au niveau des tropiques et la stratosphère à de plus hautes latitudes (par exemple Keckhut et al., 2005). A la tropopause tropicale, et malgré des températures très froides qui favorisent la formation des cristaux, la convection profonde parvient parfois à faire passer de la vapeur d'eau dans la stratosphère (par exemple Mote et al., 1996; Rossow and Pearl, 2007). On parle alors de "fontaine stratosphérique" ou d'"overshoots" lorsque les cumulonimbus arrivent à percer la tropopause. Dans les cas où les sommets des cumulonimbus atteignent la tropopause un étalement du nuage a lieu par la rencontre avec l'air plus stable de la stratosphère. Dans le prolongement du nuage se forme une enclume qui évolue en cirrus d'abord épais puis de plus en plus fin à mesure qu'il s'étale. A l'interface entre la troposphère et la stratosphère tropicale, les cirrus ont donc une influence sur le budget en vapeur d'eau de la stratosphère (par exemple Jensen et al., 1996) ainsi que sur la circulation de l'ozone stratosphérique (Dessler et al., 1996).

1.2 L'humidité et ses mesures

Dans l'atmosphère terrestre la vapeur d'eau est le principal gaz à effet de serre, une réduction de moitié de la teneur totale en vapeur d'eau de l'atmosphère provoquerait le passage à une ère glaciaire (par exemple Pierrehumbert, 2002). L'eau est la seule espèce qui soit présente naturellement sous ses trois phases dans l'atmosphère terrestre. Les nuages consistent en de la vapeur d'eau qui se condense en petites gouttelettes d'eau liquide ou en cristaux de glace.

On mesure l'humidité atmosphérique par la proportion de vapeur d'eau contenue dans l'air. On l'exprime en terme de :

- rapport de mélange ω ou rapport de mélange volumique χ
- humidité spécifique q ou humidité relative RH par rapport à un changement de phase

Le rapport de mélange ω

L'air **humide** est composé de vapeur d'eau et des autres gaz majoritaires (azote, oxygène, argon) et minoritaires (CO_2 , CH_4 ...) qui forment l'air **sec** (c'est-à-dire l'air auquel on a retiré toute la vapeur d'eau). La masse volumique totale de l'air **humide** est la somme

$$\rho = \rho_d + \rho_w \text{ (kg/m}^3\text{)} \quad (1.1)$$

des masses volumiques ρ_w (w pour "water") de la vapeur d'eau et ρ_d de l'air sec (d pour "dry"). Le **rapport de mélange** ω , pour la vapeur d'eau, est alors défini comme le rapport

$$\omega = \rho_w / \rho_d \text{ (g/kg)} \quad (1.2)$$

dont la dimension rappelle la quantité très faible de vapeur d'eau par rapport aux gaz majoritaires (de l'ordre de 1 %).

La rapport de mélange volumique χ

La rapport de mélange **volumique** est le rapport des volumes de la vapeur d'eau et de l'air sec. L'équation des gaz parfaits permet de l'exprimer en fonction du rapport de mélange ω et des masses molaires M_w et M_d de la vapeur d'eau et de l'air sec par :

$$\chi = 10^6 M_d / M_w \omega \text{ (ppmv)} \quad (1.3)$$

avec (attention changement de sens) $M_w / M_d = 0.622$ une constante que nous utiliserons souvent.

La teneur en vapeur d'eau décroît très fortement avec l'altitude. La Fig.I.6 montre par exemple, deux profils (tropiques et moyennes latitudes nord) du rapport de mélange volumique χ obtenus à partir des données AIRS. La quantité de vapeur d'eau diminue de quelques milliers de ppmv jusque quelques ppmv. Près de la surface on peut remarquer que la quantité absolue de vapeur d'eau est plus élevée sous les tropiques que dans les moyennes latitudes, en effet les températures plus élevées y permettent à l'air de contenir plus de vapeur d'eau.

L'humidité spécifique q

L'humidité **spécifique** q , à la différence du rapport de mélange, est définie par le rapport entre la masse volumique de la vapeur d'eau et la masse volumique **totale** de l'air ρ par

$$q = \frac{\rho_w}{\rho} = \frac{\rho_w}{\rho_d + \rho_w} = \frac{1}{1 + 1/\omega}. \quad (1.4)$$

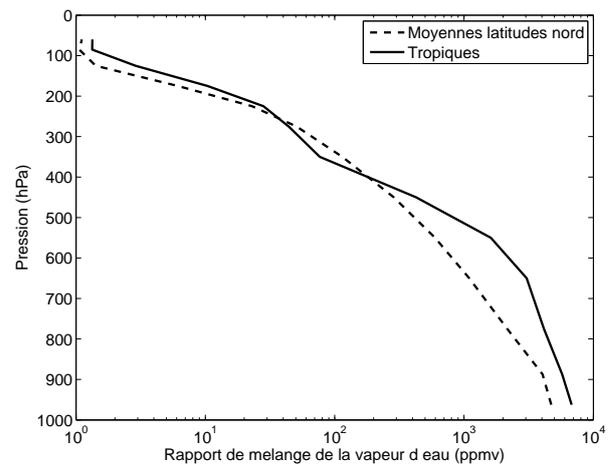


FIGURE I.6 – Deux exemples de profil de teneur en vapeur d'eau de l'atmosphère (tropiques et moyennes latitudes nord) exprimée par le rapport de mélange volumique χ en ppmv. Source : analyse des données AIRS.

Il est utile de relier les humidités spécifique q à la pression ambiante $p = p_w + p_d$, somme des pressions partielles de la vapeur d'eau et de l'air sec par la loi de Dalton. En faisant intervenir l'équation des gaz parfaits de part et d'autre de cette relation il est facile d'obtenir

$$q = 0.622 \frac{p_w}{p - (1 - 0.622) p_w}. \quad (1.5)$$

L'humidité spécifique de saturation q^s et les changements de phase

L'humidité spécifique **de saturation** q^s est la valeur au-delà de laquelle la vapeur d'eau n'est plus en équilibre thermodynamique (on dit qu'elle est "métastable") et change de phase. Suivant le changement d'état l'humidité spécifique de saturation est donnée par rapport à l'eau q_w^s (pour "water") ou par rapport à la glace q_i^s (pour "ice"). Dans l'atmosphère des aérosols servent de support pour la formation des nuages d'eau. Des processus mis en jeu pour la nucléation des cristaux de glace seront discutés plus en détail dans la section 1.4.

Les transitions de phase sont décrites par l'équation de Clausius-Clapeyron (par exemple Curry and Webster, 1999) qui, dans sa forme intégrée, relie la pression de vapeur saturante p^s de la vapeur d'eau à la température ambiante T (en K) par :

$$p^s(T) = p^s(273.16) \text{ hPa} \times \exp \left[\frac{L_w}{R_w} \left(\frac{1}{273.16} - \frac{1}{T} \right) \right] \quad (1.6)$$

où L_w est la chaleur latente de changement d'état de l'eau (entre 2.4 et 2.6 10^6 J.kg⁻¹ pour des températures entre 40°C et -40°C) et $R_w = 461.5$ J.K⁻¹.kg⁻¹ la constante des gaz parfaits relative à la vapeur d'eau. La saturation est ici définie pour une surface plane liquide ou solide. Dans la haute troposphère la température peut descendre bien en-dessous de -40°C et les cristaux de glace sont rarement des surfaces planes (par exemple Heymsfield and Iaquinta, 2000).

On utilise alors plutôt des valeurs de q_w^s et q_i^s déterminées à partir de mesures expérimentales de p_w^s et p_i^s et de l'équation 1.5. Parmi les formulations disponibles nous utiliserons celles de Sonntag (1990) qui sont valables dans l'intervalle [173.15 K, 273.15 K]. Ceci est tout à fait approprié à notre contexte puisque l'on sait que la température ne descendra pas en-dessous des valeurs indiquées pour la tropopause dans la Fig.I.3 (190 K). Une comparaison avec d'autres formules utilisées dans la communauté n'a montré qu'un écart maximum sur l'humidité relative de ± 0.2 % (en mesure d'humidité relative).

Pour l'eau liquide Sonntag (1990) donne :

$$\ln p_w^s(Pa) = -6096.9385/T + 21.2409642 - 2.711193.10^{-2} T + 1.673952.10^{-5} T^2 + 2.433502 \ln T \quad (1.7)$$

et pour la glace :

$$\ln p_i^s(Pa) = -6024.5282/T + 29.32707 + 1.0613868.10^{-2} T - 1.3198825.10^{-5} T^2 - 0.49382577 \ln T \quad (1.8)$$

L'humidité relative RH

Relativement à la saturation il est commode de définir l'humidité **relative** comme le pourcentage d'humidité spécifique q par rapport à la saturation q^s :

$$\text{RH} = 100 \times q/q^s \text{ (\%)} \quad (1.9)$$

dont on a les deux variantes RH_w et RH_i relativement aux deux changements de phase vapeur/eau (avec q_w^s) ou vapeur /glace (avec q_i^s).

La pression de vapeur saturante décroît très fortement lorsque la température diminue. La figure I.7 montre en effet les pressions de vapeur saturante p_i^s et p_w^s en fonction de la température. L'échelle logarithmique laisse apprécier leur grande variabilité qui fait écho à la forte décroissance de la teneur en vapeur d'eau avec l'altitude montrée dans la Fig.I.6.

En-dessous de 0°C on a toujours $p_i^s < p_w^s$ ce qui correspond à la prédominance de la transformation de la vapeur d'eau en glace. Néanmoins la zone de transition entre 243 K et 273 K montre souvent un régime mixte de mélange de glace et d'eau (Pruppacher, 1994; Korolev and Issac, 2006). Pour des investigations rigoureuses de la phase glace nous nous placerons donc à $T < 243$ K pour être sûr de considérer uniquement la glace.

Des quantités très faibles de vapeur d'eau et des températures très froides aboutissent, par la physique, à des humidités relatives qui peuvent être très élevées dans la haute troposphère. C'est ce qu'illustre la Fig.I.8. De plus, la faible teneur en aérosols de ce milieu fait que la glace ne se forme pas spontanément dès la saturation de la vapeur d'eau. On parle alors de **sursaturation en glace**. Ce phénomène sera largement discuté dans ce manuscrit.

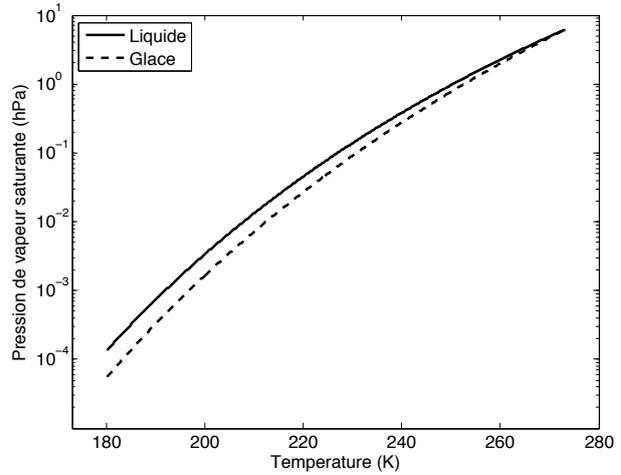


FIGURE I.7 – Pression de vapeur saturante (hPa) de la vapeur d'eau par rapport à l'eau liquide (trait plein) ou la glace (pointillés) en fonction de la température en utilisant les formules de Sonntag (1990) 1.7 et 1.8.

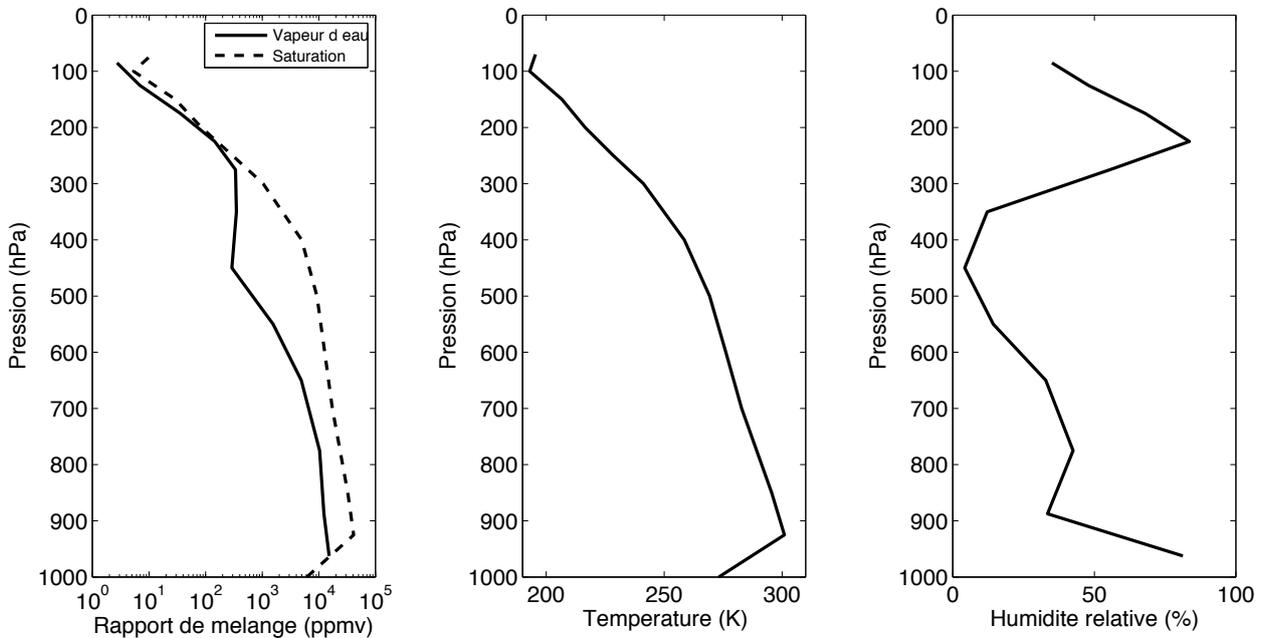


FIGURE I.8 – Profils de rapport de mélange volumique (vapeur d'eau et saturation, en ppmv), de température (K), et d'humidité relative (par rapport à la glace lorsque $T < 243$ K, en %) pour une observation dans les tropiques. Source : analyse des données AIRS.

Le point de vue des satellites

Depuis l'espace les sondeurs infrarouges mesurent un contenu intégré en vapeur d'eau (ou contenu en eau précipitable) entre différents niveaux de pression (p_1, p_2, \dots, p_n) de l'atmosphère et sur des épaisseurs (nous parlerons de "couches de pression") de l'ordre du kilomètre (davantage dans la haute troposphère). Dans une couche de pression délimitée par les niveaux de pression p_i et p_{i+1} ce contenu s'exprime comme

$$W = \int_{p_i}^{p_{i+1}} \frac{q}{g\rho_w} dp. \quad (1.10)$$

L'humidité relative est alors obtenue en intégrant l'humidité spécifique de saturation q^s sur la même couche de pression. Pour cela nous linéarisons d'abord le profil de température entre les niveaux qui délimitent les couches de pression. Puis, nous intégrons q^s entre les base et sommet p_i et p_{i+1} de chaque couche de pression par pas de 1 hPa par

$$\int_{p_i}^{p_{i+1}} q^s dp = \sum_{p=p_i}^{p=p_{i+1}} 0.622 \frac{p^s(T(p))}{p - (1 - 0.622) p^s(T(p))} \quad (1.11)$$

où p^s est calculé à partir des formules de Sonntag (1990) 1.7 et 1.8. De cette manière nous obtenons :

$$RH = 100 \times \frac{g\rho_w W}{\int_{p_i}^{p_{i+1}} q^s dp} \quad (1.12)$$

car g et ρ_w varient peu entre p_i et p_{i+1} et peuvent être considérés constants.

Nous procéderons de la même manière pour l'humidité relative extraite des données TOVS et pour celle extraite des données AIRS même si celles-ci sont définies sur un plus grand nombre de niveaux. Nous n'utiliserons que RH_i, l'humidité relative par rapport à la glace.

Influence de la position de la tropopause dans la couche de pression

Un point très important, auquel nous ferons souvent référence, est l'influence de la tropopause sur l'humidité relative lorsque la couche de pression dans laquelle RH_i est calculée se situe à cheval entre la troposphère et la stratosphère. Le passage dans la stratosphère s'accompagne à la fois d'une diminution de l'humidité spécifique et d'une stagnation du profil de saturation car la température cesse de décroître. Ceci provoque donc toujours une diminution de l'humidité relative.

Comme les couches de pression sont épaisses il arrive qu'on y intègre une partie de la troposphère et une partie de la stratosphère (les proportions peuvent varier). La transition troposphère-stratosphère se voit alors de manière progressive sur l'humidité relative. Pour illustrer ce fait la Fig.I.9 montre la croissance de RH_i à mesure que la proportion de troposphère augmente ("ratio" entre 0 et 1 : à 0 la couche est entièrement dans la stratosphère, à 1 elle est entièrement dans la troposphère).

Lorsque nous nous intéresserons à des distributions de l'humidité relative dans les cirrus, il nous faudra éviter cet effet. Dans ce cas nous garderons l'humidité relative dans les couches de pression situées sous la tropopause et sans que celle-ci n'empiète à l'intérieur des couches.

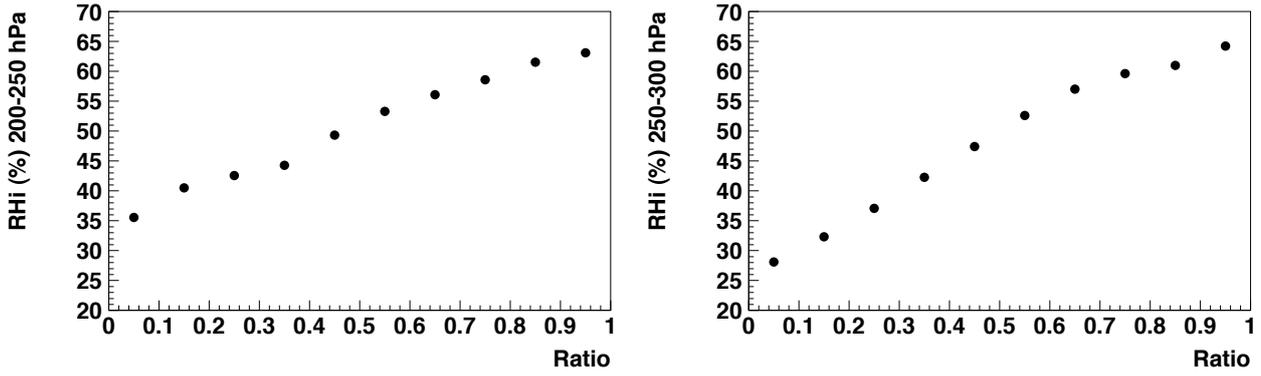


FIGURE I.9 – Humidité relative moyenne (%) en fonction de la proportion de troposphère à l’intérieur de la couche de pression (“ratio”). Couches de pression 200-250 hPa (gauche) et 250-300 hPa (droite) analysées à partir des données AIRS.

1.3 Conversion pression-altitude

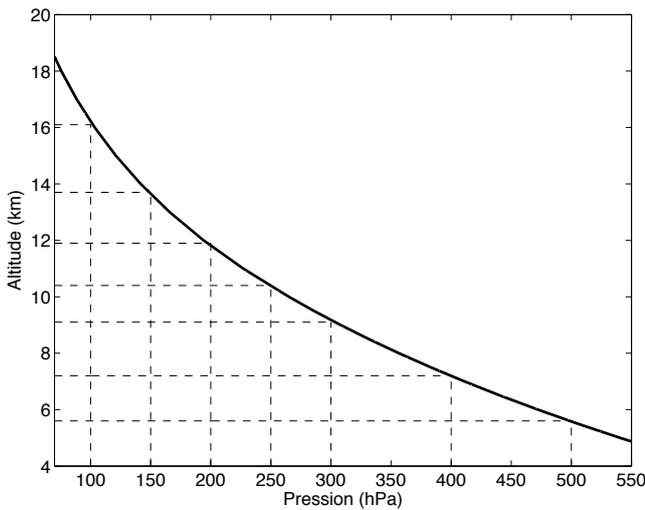


FIGURE I.10 – Conversion standard pression (hPa) / altitude (km). Source : NOAA 1976.

On fera souvent référence à des altitudes z données en pression équivalente p , une première conversion est basée sur l’équation de l’équilibre hydrostatique

$$dp = -\rho g dz \quad (1.13)$$

où g est l’accélération de la pesanteur et ρ la masse volumique de l’air. En utilisant l’équation d’état de l’air ρ peut être exprimée en fonction de la température virtuelle T_v et de la pression p par

$$\rho = \frac{p}{RT_v} \quad (1.14)$$

avec R la constante des gaz parfaits relative à l’air sec. La température virtuelle est introduite pour prendre en compte la différence

entre un air sec et un air humide. Elle est la température qu’aurait de l’air sec ayant la même masse volumique et la même pression que l’air humide et elle peut être déterminée en utilisant

$$T_v = T + \left(\frac{1}{M_d/M_w} - 1 \right) \omega T. \quad (1.15)$$

On a donc la relation finale

$$dz = \frac{RT_v}{g} \frac{dp}{p}. \quad (1.16)$$

La Fig.I.10 montre la conversion $z(p)$ pour une atmosphère standard (NOAA 1976) entre 70 et 550 hPa (notre domaine d’étude). En pointillés sont indiquées les altitudes qui correspondent aux niveaux de pression standard des données des sondes que nous utiliserons.

1.4 La sursaturation en glace et la formation des cirrus

La haute troposphère est un milieu à la fois très sec (peu de vapeur d'eau) mais qui peut être relativement très humide étant donné les très basses températures présentes (par exemple Peter et al., 2006). Un aspect très particulier de cet environnement est la sursaturation de la vapeur d'eau par rapport à la glace (ou simplement "sursaturation en glace"), c'est-à-dire des valeurs d'humidité relative plus élevées que 100 % par rapport au changement de phase vapeur/glace. Ceci est dû à la teneur très faible en aérosols qui servent de supports pour la nucléation des cristaux de glace.

D'un point de vue historique la prise de conscience d'une sursaturation en glace fréquente dans la haute troposphère a plus de 60 ans. Helmut Weickmann conclut en effet en 1945 (Weickmann, 1945) que les cirrus se forment principalement à partir d'eau surfondue (c'est-à-dire de l'eau liquide métastable). Bien avant lui, Alfred Wegener lors de sa seconde expédition au Groënland en 1911/1912 remarqua aussi la formation de cristaux dans le souffle humide de ces chevaux.

Il existe plusieurs processus de nucléation de la glace à partir de la vapeur d'eau ou de l'eau liquide. On parle de nucléation homogène (McDonald, 1953) lorsque la glace est formée spontanément à partir de l'eau (liquide ou vapeur) ou de nucléation hétérogène quand le mécanisme privilégié implique des aérosols qui servent de catalyseur (Vali, 1985). On appelle ces aérosols des "noyaux de condensation".

Processus homogènes

Le passage direct de la vapeur d'eau à la glace (la "déposition homogène") n'apparaît pas dans les conditions atmosphériques normales, le seul mécanisme capable de former la glace à partir de la vapeur d'eau est la "glaciation homogène" ou plus simplement "nucléation homogène" (puisque l'on ne peut pas la confondre avec la déposition homogène). Ce mécanisme présuppose des embryons de cristaux de glace au voisinage d'une grande quantité d'eau surfondue qui se cristallise. Les embryons de cristaux proviennent de la montée dans l'atmosphère de noyaux de condensation pour la transformation de la vapeur d'eau en eau liquide. Ceux-ci forment des gouttelettes en solution qui se cristallisent lorsque la température atteint les conditions de glaciation homogène.

Le taux de nucléation, qui quantifie le passage de l'état liquide à l'état solide par unité de temps et de volume, varie considérablement avec la température (Pruppacher, 1994, table 1). De ce fait la nucléation homogène n'est jamais considérée à des températures supérieures à 243 K. Par contre, elle est considérée comme le mode de formation prédominant des cirrus à des températures inférieures à 235 K (Sassen and Dodd, 1988), ce qui est presque toujours le cas près de la tropopause.

Processus hétérogènes

Les mécanismes de nucléation hétérogène sont plus nombreux, plus complexes et font appel à des noyaux de condensation. La plupart sont des sulfates et des composés organiques (DeMott et al., 2003) mais aussi des poussières minérales (Möhler et al., 2006). Les mécanismes ne sont pas encore tous très bien connus (Haag et al., 2003) car leur compréhension nécessite des campagnes aéroportées coûteuses (Jensen et al., 2004; Krämer et al., 2009) ou des expériences précises en laboratoire (Mangold et al., 2005). La glace peut se former soit par dépôt de vapeur d'eau sur la surface d'un noyau de condensation, dans quel cas s'opère directement la cristallisation de la vapeur ("déposition hétérogène") ou par le passage en phase liquide qui se solidifie ensuite

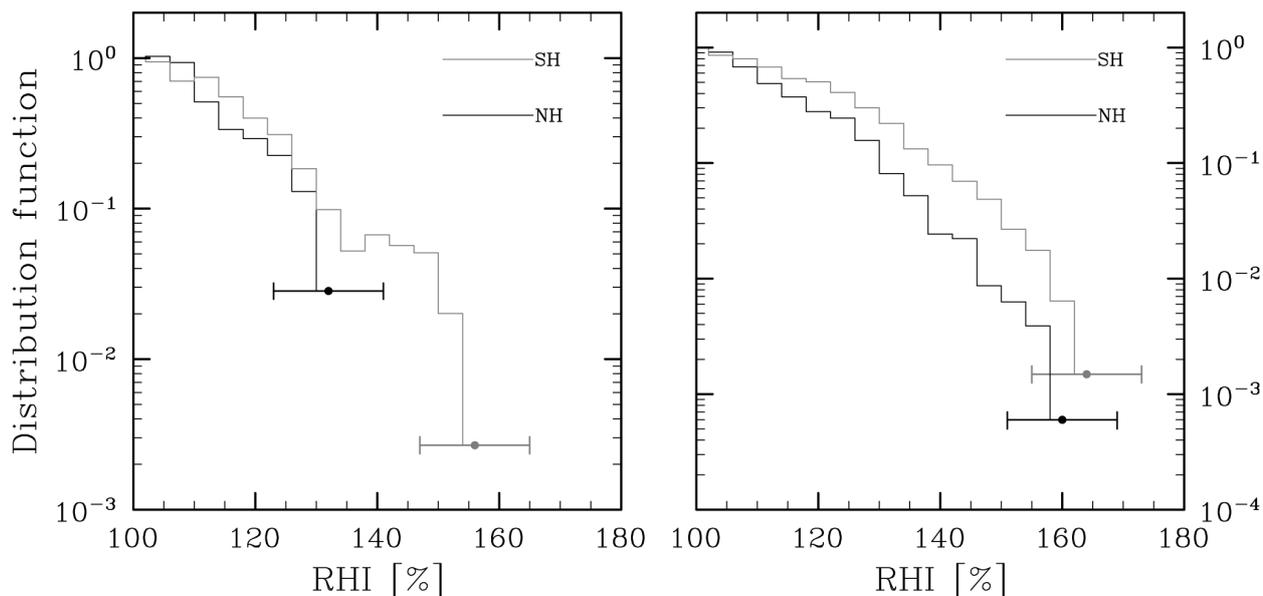


FIGURE I.11 – Distributions d’humidité relative (%) à proximité (gauche) et dans (droite) des cirrus pour deux sites de moyennes latitudes nord (noir) et sud (gris). Les limites montrent les différences dans les seuils de nucléation des deux hémisphères (plus élevé au sud). Source : Haag et al. (2003) à partir de mesures des campagnes INCA.

(“glaciation hétérogène”), soit par immersion de noyaux de condensation dans des gouttelettes d’eau surfondue soit encore par simple contact de l’eau surfondue métastable avec un noyau. Ces mécanismes sont très rapides (de l’ordre de la seconde ou de la minute) et les facteurs qui les contrôlent peuvent varier le long de la formation du cirrus (Haag et al., 2003).

Compétition des mécanismes

La compétition de ces mécanismes menant à la formation des cirrus se fait sur les différents seuils de nucléation (influencés par la température, l’humidité et la dynamique) mais aussi sur la teneur en noyaux de condensation. Alors que la nucléation homogène nécessite des sursaturations de 45 % (c’est-à-dire RH à 145 %) (Koop et al., 2000) (et même plus (Krämer et al., 2009)) beaucoup de noyaux de condensation permettent la nucléation hétérogène à des seuils de sursaturation plus faibles ($\approx 20\text{-}30\%$ (Haag et al., 2003)). Les noyaux de condensation adéquates sont cependant assez rares dans la haute troposphère, raison pour laquelle on suppose la nucléation homogène prédominante à faible température.

Une discussion active concerne des mécanismes hétérogènes impliquant des résidus de combustion des avions. Aux moyennes latitudes nord on pense ainsi que le contrôle thermodynamique de la nucléation de la glace y est moins important que dans les tropiques ou dans l’hémisphère sud (Gierens, 2003) parce que la teneur en aérosols de la haute troposphère est plus élevée. Dans l’hémisphère nord, plus pollué, le seuil de nucléation serait alors plus faible que dans l’hémisphère sud (Fig.I.11) pour des régimes dynamiques comparables (Ström et al., 2003; Haag et al., 2003). Les mesures de la Fig.I.11 proviennent des campagnes INterhemispheric differences in Cirrus properties from Anthropogenic emissions (INCA) qui sont des mesures ponctuelles en temps et en espace, elles suggèrent de trouver cette différence de seuil de nucléation à proximité, mais pas directement à l’intérieur, des cirrus.

Distributions de l'humidité relative in situ dans les cirrus

La discussion autour de ces différents mécanismes est encore très vive (Krämer et al., 2009; Spichtinger and Gierens, 2009), cependant ceux-ci concernent la nucléation des cirrus, pas la distribution de l'humidité à l'intérieur de ces nuages. Dans les cirrus le bon sens nous mène à penser que la nucléation des cristaux abaisse localement l'humidité relative autour de la saturation avec des parcelles d'air sursaturées ou sous-saturées dans leur environnement proche. C'est ce qu'observent les mesures in situ (Fig.I.12) de Ovarlez et al. (2002) et Immler et al. (2008b). On se référera beaucoup à cette observation précieuse lorsqu'on regardera des distributions d'humidité relative obtenue à partir des sondeurs infrarouges dans des couches de pression où se situent des cirrus.

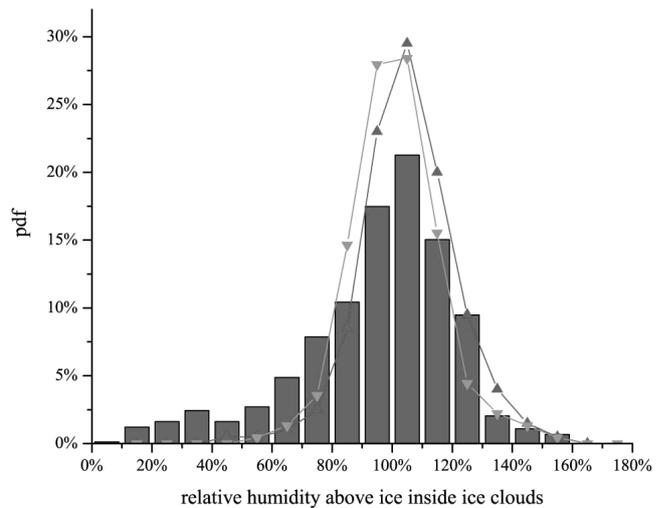


FIGURE I.12 – Distributions d'humidité relative (%) à l'intérieur des cirrus d'après Ovarlez et al. (2002) (lignes triangle vers le haut (hémisphère nord) et triangle vers le bas (hémisphère sud)) et Immler et al. (2008b) (barres) obtenues à partir de mesures des campagnes INCA. Source : Immler et al. (2008b).

1.5 La formation et la persistance des traînées de condensation

Premières observations et premières théories

La première publication rapportant des observations de traînées de condensation est due à Ettenreich (1919) qui en observa au Tyrol en 1915. A l'époque, leur impact sur le climat n'était pas encore sujet à préoccupation. Ce qui posait réellement problème était plutôt d'ordre stratégique : la présence de traînées rendaient les avions de guerre détectables par l'ennemi et produisaient aussi occasionnellement des problèmes de visibilité lors des combats. Les premières théories correctes sur la formation des traînées de condensation ont été établies pendant et après la seconde guerre mondiale avec Schmidt (1941) en Allemagne puis Appleman (1953) aux Etats-Unis.

La théorie thermodynamique dite de Schmidt-Appleman montre que la formation des traînées de condensation dépend seulement de la pression et de la température ambiantes, de l'humidité et du rapport d'eau et de chaleur dégagées par l'appareil.

La théorie actuelle de la formation des traînées de condensation

La théorie de Schmidt-Appleman reste toujours en vigueur. Elle a cependant été réexaminée et améliorée dans Schumann (1996) pour prendre en considération des effets de conversion d'une partie de la chaleur de combustion en énergie cinétique. Busen and Schumann (1995) observent en effet des différences entre la théorie initiale de Schmidt-Appleman et des mesures en vol. C'est la théorie de Schmidt-Appleman revisitée par Schumann (1996) que nous passons rapidement

en revue. Elle décrit la dilution isobare et adiabatique des gaz de combustion chauds et humides dans l'atmosphère. Celle-ci s'effectue le long d'une droite dans un diagramme (T, p_w) où T est la température et p_w la pression partielle en la vapeur d'eau du jet. La pente, décrite par un paramètre G que nous allons préciser, et les conditions finales $(T_E, p_{w,E})$ de l'environnement déterminent si la formation de cristaux de glace peut avoir lieu.

On note m et h les masse et enthalpie spécifiques de l'eau par rapport à l'air humide, elles sont conservées dans des transformations isobares et adiabatiques. La différence $\Delta m = m_P - m_E$ représente la différence entre les densités de l'eau dans le jet de combustion de l'appareil (P pour "plume") et dans l'environnement.

L'indice d'émission EI_{H_2O} ("EI" pour "Emission Index") représente la masse de vapeur d'eau produite par la combustion d'une masse de fuel.

La combustion d'une unité de masse de fuel avec $(N - 1)$ unités de masse d'air résulte en N unités de masse de gaz d'échappement. N est appelé le facteur de dilution. La vapeur d'eau des gaz d'échappement se mélange avec l'air ambiant et on a ainsi dans le jet de combustion $Nm_p = EI_{H_2O} + (N - 1)m_E$.

$$\text{D'où } m_P = \frac{EI_{H_2O} + (N - 1)m_E}{N} \quad \text{et} \quad \Delta m = \frac{EI_{H_2O} - m_E}{N} \quad (1.17)$$

Simultanément, le moteur rejette la chaleur de combustion \mathcal{Q} par masse de fuel utilisée. Une fraction η de la chaleur de combustion est convertie en travail pour propulser l'avion, c'est-à-dire que les $(1 - \eta)\mathcal{Q}$ restants sont absorbés par le jet. On fait ici l'hypothèse qu'il n'y a pas de pertes et que chaleur et eau sont absorbées dans le jet. La chaleur de combustion s'ajoute à l'enthalpie h_E pour avoir

$$Nh_P = (1 - \eta)\mathcal{Q} + (N - 1)h_E \quad \text{et donc} \quad \Delta h = h_P - h_E = \frac{(1 - \eta)\mathcal{Q} - h_E}{N}. \quad (1.18)$$

Les valeurs m_E et h_E sont relativement faibles et on fait l'approximation

$$\Delta m \approx \frac{EI_{H_2O}}{N} \quad \text{et} \quad \Delta h \approx \frac{(1 - \eta)\mathcal{Q}}{N}. \quad (1.19)$$

Le mélange suit alors une ligne droite dans un diagramme (h_P, m_P) depuis les conditions de sortie de l'appareil jusque l'état (h_E, m_E) de l'air ambiant.

Pour un gaz parfait l'enthalpie massique est une fonction de la température par $h - h_E = \int_{T_E}^T c_p(T) dT$ où $c_p(T)$ est la capacité calorifique massique à pression constante qui dépend de la température et de la composition du jet. $c_p(T)$ varie entre $1001.5 \text{ J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour $T = 200 \text{ K}$ et $1050 \text{ J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ pour $T = 600 \text{ K}$, ce qui correspond à la température typique de sortie des gaz (Hagen, 1982). C'est seulement après une dilution importante des gaz dans le milieu ambiant ($T < 50^\circ\text{C}$) que c_p peut être considéré comme constant avec $c_p \approx 1004 \text{ J.kg}^{-1}\text{K}^{-1}$.

m_P est relié à la pression partielle de vapeur d'eau $p_{w,P}$ par $m_P = 0.622 p_{w,P}/p$ où p est la pression de l'air. On peut donc relier, si $p_{w,E}$ est la pression partielle de vapeur d'eau dans l'environnement, $\Delta p_w = p_{w,P} - p_{w,E}$ et $\Delta T = T_P - T_E$ par

$$\frac{\Delta p_w}{\Delta T} = \frac{p \Delta m}{0.622} \times \frac{c_p}{\Delta h} = \frac{EI_{H_2O} c_p p}{\epsilon \mathcal{Q} (1 - \eta)} = G. \quad (1.20)$$

En conclusion, à une altitude donnée et pour des températures suffisamment basses et sans changement d'état, le mélange des gaz dans le milieu ambiant suit une droite dans un diagramme (p_w, T) (car $p_{w,E}$ est constant et $\Delta p_w = \Delta p_{w,P}$) par le facteur G qui dépend des caractéristiques

de l'appareil et du type de carburant utilisé (par exemple Gierens, 2007) ainsi que de la pression p à laquelle celui-ci vole. Pour nos applications nous utiliserons le paramètre moyen $G = 1.59$ donné à une pression de 220 hPa (comme Gierens, 2007) pour supprimer la dépendance avec le type d'appareil. On conservera la dépendance en pression par $G(p) = 1.59 p/220$ avec p en hPa.

Apparition et persistance des traînées de condensation

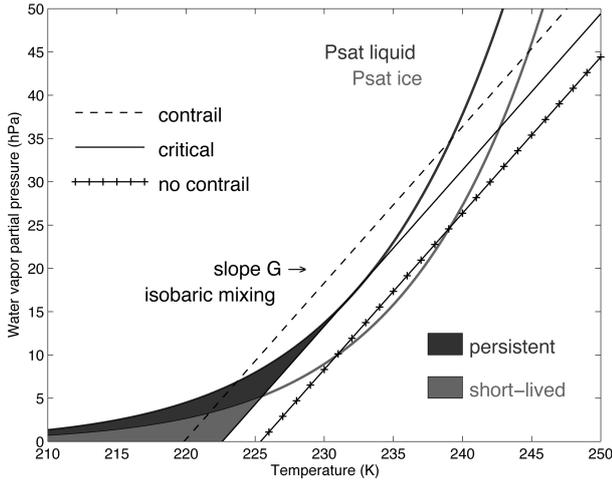


FIGURE I.13 — Explication visuelle du critère de Schmidt-Appleman dans un diagramme (Température, pression partielle de vapeur d'eau) avec courbes de saturation des changements de phase vapeur d'eau/eau liquide et vapeur d'eau/glace. Reproduction à partir du schéma de Schumann (1996)

A une altitude donnée G est constant et le mélange humide qui sort des réacteurs décroît linéairement dans un diagramme (T, p_w, P) où p_w, P est la pression partielle de vapeur d'eau du jet. Il se mélange progressivement avec l'environnement pour atteindre les conditions (T_E, p_w, E) . La Fig.I.13 montre cette situation ainsi que les pressions de vapeur saturante p_w^s et p_i^s de l'eau par rapport aux changements de phase gaz/liquide et gaz/solide. Il arrive que la dilution le long de la pente G passe par la sursaturation par rapport au changement de phase gaz/liquide. Celle-ci provoque la formation de gouttelettes d'eau liquide sur les particules éjectées dans le jet qui servent de noyaux de condensation (Schumann, 2005). Ces particules ne sont pas de bons noyaux de condensation pour la formation de cristaux. La transformation en glace nécessite donc le passage par la phase liquide et est automatique puisque la courbe de saturation par rapport à la glace est

en-dessous de celle par rapport à l'eau.

L'air de la haute troposphère n'est jamais sursaturé par rapport au changement de phase gaz/liquide, les conditions finales (T_E, p_w, E) sont donc en-dessous de la courbe p_w^s . Le passage par la sursaturation gaz/liquide est momentané. Pour se retrouver en dessous de la courbe de p_w^s il faut donc que la température finale T_E soit inférieure à un seuil critique T_c en-dessous de laquelle les traînées de condensation peuvent se former. Ce seuil est défini par la pente G (dans la Fig.I.13 à environ 232 K) et une bonne approximation en est donnée dans Schumann (1996) par

$$T_c = -46.46 + 9.43 \ln(G - 0.053) + 0.72[\ln(G - 0.053)]^2 \text{ K} \quad (1.21)$$

pour un domaine de variation de G et de T_E suffisant pour l'étude de la haute troposphère. En conclusion, les traînées d'avion se forment si les conditions finales (T_E, p_w, E) sont dans les zones grisée ou noircie de la Fig.I.13. Si la température est suffisamment basse les traînées peuvent se former même dans un milieu très sec.

La condition $T_E \leq T_c$ n'est cependant pas suffisante pour décrire la persistance des traînées. En effet, si p_w, E est en-dessous de la courbe de saturation par rapport à la glace p_i^s , les cristaux formés dans le jet s'évaporent vite (c'est le cas, par exemple, lorsque les avions volent dans la stratosphère). Par contre, si l'atmosphère est localement sursaturée (ou même seulement saturée) par rapport à la glace (domaine noirci de la Fig.I.13) alors les cristaux vont persister et progressivement voiler le ciel aux aléas des vents.

Nous comprenons maintenant pourquoi les traînées d'avion se forment à partir d'une certaine altitude/température et pourquoi la sursaturation en glace est un facteur déterminant pour leur persistance. La très forte croissance du trafic aérien dans la seconde moitié du XX^{ème} siècle justifie la considération grandissante pour la persistance des traînées de condensation induisant une couverture nuageuse additionnelle en nuages de type cirrus.

2

Du rayonnement électromagnétique au sondage infrarouge

2.1 Le rayonnement mesuré depuis l'espace

Le rayonnement électromagnétique traduit un échange d'énergie entre des objets physiques. Il peut être vu comme un phénomène ondulatoire (point de vue de l'électromagnétisme) ou corpusculaire (point de vue de la mécanique quantique). Du point de vue ondulatoire une onde électromagnétique correspond à une vibration dans l'espace d'un champ électrique et d'un champ magnétique dont les variations s'effectuent dans des plans perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde. Dans le vide la fréquence ν de l'onde est liée à la longueur d'onde λ par la relation $\lambda\nu = c$ où $c = 299792458 \text{ m.s}^{-1}$ est la vitesse de la lumière dans le vide. Le rayonnement électromagnétique d'origine terrestre existe pour une gamme très étendue de fréquences (spectre électromagnétique). Pour l'étude de l'atmosphère terrestre on utilise surtout le visible (de 0.4 à $0.7 \mu\text{m}$), le proche et moyen infrarouge (de 0.7 à $3 \mu\text{m}$), l'infrarouge (de 3 à $100 \mu\text{m}$) et les micro-ondes (de 1 m à 1 mm).

La mesure du rayonnement se fait à partir de l'énergie transportée par ce rayonnement (flux radiatif en Watts), et ce depuis le lieu d'émission jusqu'au(x) capteur(s) après d'éventuelles réflexions, diffusions, et/ou atténuations par les constituants de l'atmosphère. L'intensité du flux radiatif reçu par un capteur, la luminance, dépend de l'étendue de la surface émettrice, de l'ouverture du champ de vision du capteur et de l'intervalle de longueurs d'onde à laquelle le capteur est sensible. Elle est mesurée en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{m}^{-1}$. L'émittance est l'intégrale de la luminance sur le champ de vision d'une demi-sphère (donc en $\text{W.m}^{-2}.\text{m}^{-1}$).

Au contact d'un corps (par exemple nuages, aérosols...) l'énergie radiative peut être absorbée (transformée en énergie thermique), réfléchie, ou transmise. C'est toujours une distribution des trois phénomènes qui a lieu, ce qui se traduit dans le principe de conservation de l'énergie par $\alpha + \rho + \tau = 1$, ces coefficients représentant respectivement l'absorption, la réflectivité et la transmissivité d'un corps.

Le corps noir

Dans le cas théorique du "corps noir" le rayonnement est entièrement absorbé ($\alpha = 1$) et ce quelque soit la longueur d'onde. D'après le principe de conservation de l'énergie tout corps en équilibre thermique réémet l'énergie qu'il absorbe (c'est la loi de Kirchhoff), le corps noir est donc un corps parfaitement émissif. Pour un corps quelconque on définit l'émissivité $\epsilon = \alpha = 1 - (\rho + \tau)$ (avec $0 < \epsilon < 1$ et $\epsilon = 1$ pour un corps noir) par le rapport entre

l'émittance du corps à la température thermodynamique T et l'émittance du corps noir à la même température. En connaissant l'émissivité d'un corps non-noir on peut donc en déterminer l'émittance et/ou la luminance émise par ce corps à partir de celle du corps noir.

Pour un corps noir l'émittance totale (intégrée sur toutes les longueurs d'onde) est fonction de sa température thermodynamique par la loi de Stefan-Boltzmann $E = \sigma T^4$ où $\sigma = 5.67.10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann. Pour tout corps on a donc $E = \epsilon\sigma T^4$ où ϵ est l'émissivité totale (intégrée sur toutes les longueurs d'onde).

C'est en faisant l'hypothèse que les échanges de rayonnement électromagnétique se font de manière discrète (naissance de la mécanique quantique, 1900) que Planck formula la loi fondamentale qui porte son nom. La luminance monochromatique d'un corps noir n'est fonction que de la température thermodynamique T et de la longueur d'onde λ (ici en m) par :

$$B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{(hc/\lambda k_B T)} - 1} \quad (\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{m}^{-1}). \quad (2.1)$$

avec $k_B = 1.3807.10^{-23} \text{ m}^2.\text{kg.s}^{-2}.\text{K}^{-1}$ la constante de Boltzmann et $h = 6.626.10^{-34} \text{ m}^2.\text{kg.s}^{-1}$ la constante de Planck.

Sa dérivée $\partial B/\partial \lambda = 0$ donne un maximum de la luminance $B(\lambda_{max}, T)$ qui vérifie $xe^x/(e^x - 1) - 5 = 0$ si $x = hc/\lambda_{max}k_B T$. La détermination de x permet de retrouver la loi du déplacement de Wien qui définit λ_{max} : $\lambda_{max} \approx \frac{2897}{T} (\mu\text{m})$.

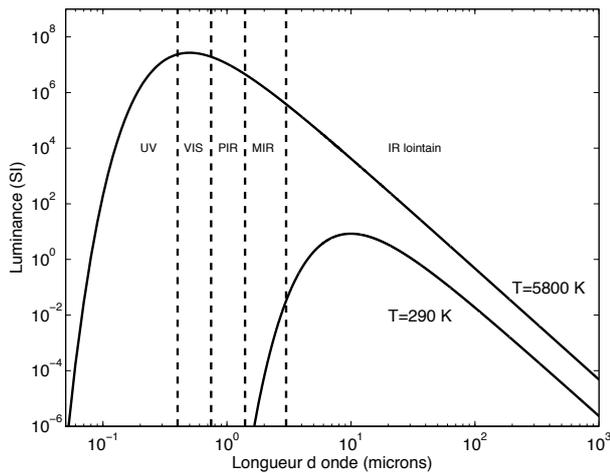


FIGURE I.14 – Rayonnement du corps noir selon la loi de Planck pour deux températures : 290 K (surface terrestre) et 5800 K (surface solaire). On indique les bandes UV (ultraviolet), VIS (visible), PIR (proche infrarouge), MIR (moyen infrarouge) et IR lointain.

La surface terrestre, avec une température moyenne d'environ 290 K, rayonne principalement dans l'infrarouge entre 3 et 50 μm avec un maximum de luminance à la longueur d'onde $\lambda_{max} \approx 2897/290 \approx 10 \mu\text{m}$ (Fig.I.14). On parle aussi d'infrarouge "thermique" dans le sens qu'on peut sentir ce rayonnement comme étant de la chaleur. Ce rayonnement issu de la surface du sol, des océans ou du sommet des nuages s'acquiesce des différences jour/nuit puisque le rayonnement infrarouge est un rayonnement émis et non réfléchi (ce qui est le cas de la lumière visible). Le soleil (considéré comme un corps noir dont le maximum d'émission se situe à 5800 K) émet principalement sur la plage 0.25-4 μm (Fig.I.14), il n'a donc que peu d'influence sur les luminances observées à des longueurs d'onde au-delà de 4 μm .

La loi de Planck permet donc de calculer la température qu'aurait un corps noir émettant la même luminance que le corps observé. Cette température peut différer de la température thermodynamique réelle, on l'appelle "température de brillance" ou "température radiométrique", c'est une température apparente et elle dépend de l'émissivité.

Le rayonnement reçu par un capteur spatial ne lui parvient qu'après la traversée intégrale de l'atmosphère terrestre. Ce rayonnement interagit avec les gaz et les aérosols de l'atmosphère soit par absorption (certains constituants entrent en résonance avec des modes de vibration ou de rotation pour certaines longueurs d'onde du rayonnement) soit par diffusion (réflexion multiple sur la surface des constituants). Dans le cas de l'absorption l'énergie transportée par le rayonnement est transférée dans les molécules et l'on observe des pics d'absorption pour

certaines longueurs d'onde. Dans le cas de la diffusion c'est la direction de propagation qui est modifiée.

Le domaine infrarouge

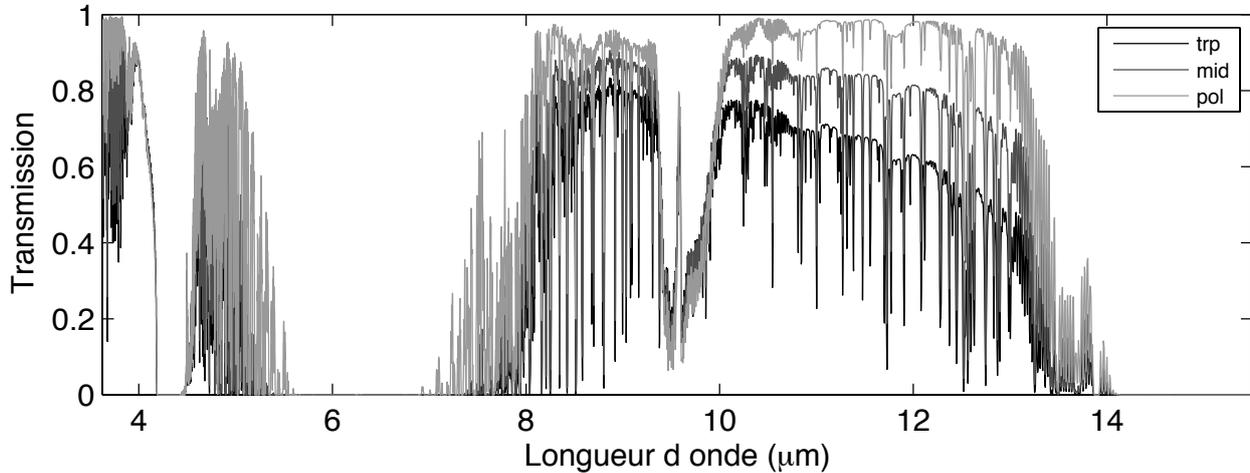


FIGURE I.15 – Simulation de la transmission de l'atmosphère terrestre pour trois atmosphères (tropicales, moyennes latitudes, zones polaires) jusqu'à 15 μm en utilisant le modèle de transfert radiatif 4A (voir la section 2.3).

On tire profit de la sensibilité de certaines longueurs d'onde à leurs interactions avec certaines espèces chimiques lors de son trajet jusqu'au capteur pour déterminer des paramètres géophysiques. La Fig.I.15 montre la sensibilité de la transmission de l'atmosphère terrestre aux principaux absorbants entre 3 et 15 μm . L'atténuation progressive de la transmission depuis les zones polaires jusqu'aux tropiques est due à l'absorption par la vapeur d'eau qui est plus conséquente quand la teneur en ce gaz est élevée.

Lorsque l'absorption est faible, l'atmosphère transmet davantage et présente des canaux "fenêtres". Ils apparaissent dans la Fig.I.15 pour les longueurs d'onde entre 3.8 et 4.2 μm et 10.5 et 12 μm sont les moins sensibles aux gaz de l'atmosphère et permettent de déterminer les propriétés de la surface (émissivité et température).

Le sondage de la température se fait principalement à partir des canaux dans les bandes d'absorption du CO_2 vers 4.3 μm et 15 μm , l'avantage étant que le CO_2 est mélangé très uniformément dans l'atmosphère. Le coefficient d'absorption du CO_2 varie considérablement sur une plage restreinte de longueur d'ondes autour de la raie d'absorption et permet ainsi de sonder à différentes altitudes. On présentera plus loin une méthode qui utilise les canaux autour de 15 μm pour déterminer la pression des nuages et leur émissivité.

La région autour de 6.7 μm est spécifique de l'absorption par la vapeur d'eau, on y trouvera donc des canaux nécessaires à la détermination du contenu en vapeur d'eau. Etant sensibles à différentes portions de l'atmosphère ces canaux permettent de sonder la quantité de vapeur d'eau à différentes hauteurs.

Les luminances captées dans l'infrarouge peuvent être affectées par la présence de différents corps présents dans le champ de vision du capteur (aérosols, nuages) et qui superposent la surface terrestre (on parle de luminances "contaminées"), dans de tels cas la température de brillance doit être "clarifiée" pour obtenir la température de brillance de ciel clair. Lorsque la scène observée est trop nuageuse l'inversion des profils de température et de vapeur d'eau ne peut pas se faire. Ce n'est pas le cas dans les micro-ondes car la longueur d'onde devient

alors très grande par rapport à la dimension caractéristique des particules qui composent les obstacles. Les micro-ondes peuvent être utilisées de manière complémentaire afin d'obtenir plus facilement certains paramètres (par exemple les paramètres de surface).

2.2 L'équation de transfert radiatif

Modélisation directe et inversion

Partons d'un état de l'atmosphère $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ (par exemple un profil de température sur n niveaux d'altitude) et d'une mesure ou d'un ensemble de mesures $\mathbf{y} = (y_1, y_2, \dots, y_m)$ (de dimension m pas forcément égale à n , par exemple m luminances à des longueurs d'onde différentes). On possède \mathbf{y} , on cherche \mathbf{x} mais la relation physique qui relie \mathbf{y} et \mathbf{x} est du type $\mathbf{y} = \mathbf{f}(\mathbf{x})$ (l'ensemble des luminances mesurées est fonction de l'état de l'atmosphère par les interactions qui existent entre le rayonnement et les corps présents dans l'atmosphère). Donner \mathbf{y} à partir d'un état \mathbf{x} et de l'opérateur \mathbf{f} consiste en une modélisation **directe**.

L'**inversion** consiste, au contraire, à déterminer la relation inverse $\mathbf{x} = \mathbf{R}(\mathbf{y})$: étant donné un ensemble de mesures \mathbf{y} quels états \mathbf{x} peuvent lui correspondre ? Le problème est loin d'être trivial, il peut être mal posé ou mal conditionné.

Une approche consiste à partir d'un profil **a priori** \mathbf{x}_0 de la situation observée (en anglais "first guess") dont on modélise de façon **directe** les luminances aux longueurs d'onde auxquelles le capteur est sensible. L'écart entre la modélisation et l'observation réelle est ensuite minimisé en modifiant les paramètres du profil a priori et, donc, la luminance modélisée.

L'équation de transfert radiatif sans sources de rayonnement

De l'hypothèse que l'atmosphère a une configuration plan parallèle (validée par la faible altitude des sondeurs TOVS et AIRS) découle qu'il n'y a pas de réfraction et que l'atmosphère sondée par l'instrument peut être modélisée par une succession de couches d'atmosphère homogènes en température et en composition.

Considérons un faisceau monochromatique de longueur d'onde λ , il traverse toute la colonne d'atmosphère depuis le sol jusqu'au satellite dont l'angle de vue est θ . La transmission $\tau(p, \lambda, \theta)$ est la faculté de la couche d'atmosphère située **au-dessus** du niveau de pression p à laisser passer le faisceau de longueur d'onde λ dans la direction d'angle θ . Au sommet de l'atmosphère très peu de molécules sont présentes et il n'y a pas d'atténuation du faisceau, on a $\tau(\lambda, \theta) = 1$, $\forall(\lambda, \theta)$. Depuis le sol la transmission $\tau_0(\lambda, \theta)$ est nulle si l'atmosphère absorbe complètement le rayonnement, proche de 1 si l'on se place dans des longueurs d'onde fenêtre (voir Fig.I.15).

Sans sources de rayonnement entre le niveau de pression p et le sommet de l'atmosphère on peut relier l'intensité du faisceau $I(p, \lambda, \theta)$ au niveau de pression p et l'intensité $I(\lambda, \theta)$ reçue par le capteur par

$$\tau(p, \lambda, \theta)I(p, \lambda, \theta) = I(\lambda, \theta). \quad (2.2)$$

$\tau(p, \lambda, \theta)$ est une fonction strictement croissante de l'altitude (strictement décroissante de la pression), on a donc une bijection entre $\tau(p, \lambda, \theta)$ et p . Si λ et θ sont fixés on peut utiliser $\tau(\lambda, \theta)$ comme coordonnée verticale. On a alors

$$\tau I(\tau) = I \quad (2.3)$$

que l'on peut différencier pour avoir

$$\frac{\partial I(\tau)}{\partial \tau} = -\frac{1}{\tau}I(\tau). \quad (2.4)$$

On voit donc que l'atténuation est d'autant plus grande que la transmission est faible par le coefficient d'absorption $1/\tau$.

L'équation de transfert radiatif avec des sources de rayonnement

Qu'en est-il maintenant si des sources de rayonnement sont présentes dans les couches d'atmosphère ? L'atmosphère terrestre est en équilibre thermodynamique local au-dessous d'environ 60 km (0.1 hPa), c'est-à-dire que la température interne de vibration/rotation des molécules est égale à la température d'agitation thermique des molécules. L'émission spontanée des molécules est négligeable et la loi de Kirchhoff s'applique pour l'atmosphère : le coefficient d'absorption est égal au coefficient d'émission, c'est-à-dire $1/\tau$. Le rayonnement émis par chaque couche d'atmosphère ne dépend que de la température et est donné par la fonction de Planck $B(\lambda, T)$ où $T = T(\tau)$. Le terme d'émission correspondant est donc $(1/\tau)B(\tau)$ puisqu'on est à λ et θ constants.

Finalement, la variation d'intensité du faisceau devient

$$\frac{\partial I(\tau)}{\partial \tau} + \frac{1}{\tau}I(\tau) = \frac{1}{\tau}B(\tau). \quad (2.5)$$

C'est une équation différentielle du premier ordre en τ dont la solution générale est

$$I(\tau) = \frac{1}{\tau} \int_{\tau_0}^{\tau} B(\tau') d\tau' + \frac{A}{\tau}. \quad (2.6)$$

La constante d'intégration A est telle que l'intensité au sol $I_0 = A/\tau_0$ est égale à la somme du rayonnement émis par le sol $\epsilon_0 B(T_0)$ (directement fonction de la température de surface à λ et θ fixés, ϵ_0 étant une émissivité directionnelle) et du rayonnement atmosphérique réfléchi par celui-ci. Ce dernier est induit par l'émission par toutes les couches d'atmosphère dans toutes les directions à la longueur d'onde λ :

$$I_0 = \epsilon_0 B(T_0) + \int_{\Omega_i^+} f(\theta_i, \theta) \left\{ \int_{\tau_0(\theta_i)}^1 B(T(\tau'(\theta_i))) d\tau' \right\} d\omega_i = \frac{A}{\tau_0} \quad (2.7)$$

Où f est la fonction de distribution de la réflectance bidirectionnelle de la surface qui fournit la proportion de la luminance arrivant à la surface sous l'incidence θ_i et réfléchié dans la direction θ (Nicodemus, 1965). Ω_i^+ indique que l'intégration sur l'angle solide $d\omega_i$ s'effectue sur le demi-espace au-dessus de la surface.

Le satellite reçoit le faisceau après son parcours du sol jusqu'au sommet de l'atmosphère où celle-ci n'absorbe plus, la limite d'intégration est donc $\tau = 1$ pour un capteur spatial et l'Eq.2.6 avec l'Eq.2.7 devient, toujours à λ et θ donnés :

$$I_{sat} = \epsilon_0 \tau_0 B(T_0) + \int_{\tau_0}^1 B(\tau') d\tau' + \tau_0 \int_{\Omega_i^+} f(\theta_i, \theta) \left\{ \int_{\tau_0(\theta_i)}^1 B(T(\tau'(\theta_i))) d\tau' \right\} d\omega_i. \quad (2.8)$$

Le premier terme désigne le rayonnement émis par la surface et transmis par l'atmosphère et le second représente le rayonnement émis par l'atmosphère et transmis en direction du satellite. Le dernier terme représente le rayonnement émis par l'atmosphère en direction du sol, réfléchi par celui-ci et transmis par l'atmosphère vers le satellite. Il est généralement faible sauf pour les longueurs d'onde fenêtre.

Les premier et dernier termes sont souvent englobés dans un terme associé à une émissivité “effective” de surface déterminé à partir des longueurs d’onde fenêtre. L’Eq.2.8 peut alors s’écrire

$$I_{sat}(\lambda, \theta) = \epsilon_0^{eff}(\lambda)\tau_0(\lambda, \theta)B(\lambda, T_0) + \int_{\tau_0}^1 B(\lambda, T(\tau'(\lambda, \theta)))d\tau'. \quad (2.9)$$

Ce qui nous intéresse le plus ici est le deuxième terme qui décrit le rôle joué par les couches d’atmosphère, celles-là même dont on veut déterminer la température et les contenus en vapeur d’eau. En faisant le changement de variable $\tau \rightarrow \ln p$ ce terme devient

$$I_{sat}(\lambda, \theta) = \epsilon_0^{eff}(\lambda)\tau_0(\lambda, \theta)B(\lambda, T_0) + \int_{\ln p_0}^{-\infty} B(\lambda, T(\ln p)) \frac{\partial \tau(\lambda, \theta)}{\partial \ln p} d \ln p. \quad (2.10)$$

On voit apparaître une fonction de poids $\partial \tau(\lambda, \theta) / \partial \ln p$ qui va privilégier, de par sa forme, une région précise de l’atmosphère contribuant majoritairement à la luminance observée. Leur forme indique la sensibilité du canal. Comme la transmission τ dépend beaucoup de la longueur d’onde observée mais peu de l’angle de visée (voir par exemple Goldberg and McMillin, 1997) cette fonction de poids est très différente d’une longueur d’onde à une autre (voir plus bas les fonctions de poids pour HIRS dans la Fig.I.16 et pour AIRS dans la Fig.I.21).

C’est en simulant la sensibilité de ces fonctions de poids à des variations de température, vapeur d’eau ou d’autres constituants que l’on peut déterminer quels canaux ou régions spectrales sont les plus à même de nous fournir des informations sur la quantité souhaitée à une altitude (ou zone d’altitude) souhaitée.

2.3 Les outils développés pour l’inversion

L’interprétation des mesures spatiales du rayonnement émis, diffusé et réfléchi du système terrestre en termes de quantités géophysiques nécessite des algorithmes complexes, basés sur l’inversion du transfert radiatif. La mise au point et le développement de ces méthodes et modèles dans le domaine du proche-infrarouge aux micro-ondes par l’équipe ARA (Analyse du rayonnement Atmosphérique) a permis la construction de bases de données climatiques à partir des sondeurs verticaux TOVS (TIROS-N Operational Vertical Sounder) à bord des satellites de la NOAA et par la suite à partir d’instruments de seconde génération à haute résolution spectrale tels que AIRS (Atmospheric Infrared Sounder) à bord du satellite AQUA de la NASA et IASI (Infrared Atmospheric Sounding Interferometer) à bord de MetOp, lancé par l’ESA en Octobre 2006. La chaîne complète de traitement et d’analyse est basée sur le modèle de transfert radiatif 4A (Automatized Atmospheric Absorption Atlas; sélectionné comme référence pour IASI par le CNES) en intégrant les données de la banque de spectroscopie GEISA (Gestion et Etudes des Informations Spectroscopiques Atmosphériques; également sélectionné comme base de référence pour IASI par le CNES).

La base de données spectroscopiques GEISA

L’analyse du rayonnement atmosphérique nécessite une description très précise des propriétés spectrales des gaz et des particules atmosphériques. La banque de données spectroscopiques GEISA (“Gestion et Etude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques”) créée dès 1975, décrit les propriétés spectrales de près de 1 700 000 raies correspondant à 42 molécules, de 0 à 35877 cm^{-1} .

Puisque la précision des instruments augmente la base GEISA s'agrandit en conséquence, aujourd'hui elle s'adapte aux exigences des sondeurs de dernière génération AIRS et IASI en affinant la modélisation des espèces déjà répertoriées et en ajoutant aussi des espèces non étudiées jusqu'ici (Jacquinet-Husson et al., 2005, 2008).

Le modèle de transfert radiatif 4A et la base de données thermodynamiques et radiatives TIGR

A partir d'un profil atmosphérique, des concentrations de gaz et des conditions de surface le modèle de transfert radiatif 4A (Automatized Atmospheric Absorption Atlas, (Scott and Chédin, 1981)) permet de calculer des transmissions, jacobiens (variations des transmissions par rapport à la température ou à la concentration de vapeur d'eau) et luminances dans le domaine de l'IR. Ces calculs se font raie-par-raie, c'est-à-dire pour chaque longueur d'onde. 4A utilise les informations de GEISA, les luminances peuvent être calculées en utilisant différentes fonctions d'appareil (notamment pour HIRS, AIRS et IASI).

L'inversion des luminances en propriétés atmosphériques repose sur des informations a priori. Pour cette raison, la base de données TIGR (Thermodynamic Initial Guess Retrieval) a été créée : elle contient des profils atmosphériques de température, de vapeur d'eau et d'ozone pour un ensemble représentatif de situations météorologiques. Ces situations météorologiques sont issues de l'analyse de centaines de milliers de radiosondages. Pour chacune de ces situations, sont calculés, grâce au modèle 4A, les transmissions et jacobiens sur 40 niveaux entre 1013 hPa et 0.05 hPa ainsi que les luminances associées à chaque canal du capteur spatial considéré. Ainsi il existe une banque TIGR pour chaque instrument, qui contient, à chaque fois, environ 2300 profils atmosphériques (distingués en cinq masses d'air : tropicale, moyenne latitude été, moyenne latitude hiver, polaire été et polaire hiver, (Achard, 1991)), leurs luminances simulées en situation de ciel clair et en considérant des nuages opaques à 30 niveaux entre 955 et 106 hPa, sous différentes conditions d'observation (angle de visée, pression à la surface, séparément pour terre et mer) ainsi que les transmissions et jacobiens pour les différents canaux.

3

La base de données climatiques TOVS Path-B

Depuis le premier satellite TIROS-N lancé en 1978 la série des satellites polaires de la NOAA mesure en continu l'état de l'atmosphère et de la surface de la Terre. Parmi les instruments embarqués figure le système TOVS destiné à mesurer des profils de température, de vapeur d'eau et d'ozone stratosphérique. Le programme conjoint NOAA-NASA Pathfinder a été mis en place pour promouvoir l'accès de données géophysiques à la communauté scientifique, notamment en vue d'améliorer la comparaison avec des modèles de climat. L'équipe ARA a été sélectionnée pour réaliser une inversion des luminances mesurées par les capteurs de TOVS : la base climatique TOVS-Path-B (Chédin et al., 1985; NOAA/NASA, 1993; Scott et al., 1999). Deux des trois capteurs de TOVS sont utilisés : le High resolution Infrared Radiation Sounder (HIRS), sondeur infrarouge avec 19 canaux infrarouge et un canal visible, et le Microwave Sounding Unit (MSU) avec 4 canaux micro-ondes autour de 55 GHz. La résolution horizontale de HIRS (17 km au nadir) est combinée avec celle de MSU (100 km) pour former un produit à la résolution de 100 km. 8 années de données sont disponibles de 1987 à 1995. Les tables I.1 et I.2 montrent les caractéristiques des canaux HIRS et MSU avec les principaux absorbants, maximum des fonctions de poids associées et leur principale utilisation. La Fig.I.16 montre les fonctions de poids $\partial\tau/\partial\ln p$ associées à chacun des 19 canaux infrarouges de HIRS (Smith, 1991).

3.1 La chaîne d'inversion

L'algorithme d'inversion "Initialized Improved Inversion" (3I) développé par l'équipe ARA repose sur une méthode de type bayésien pour la détermination des profils de température, nécessitant une connaissance a priori, et sur une méthode à base de réseaux de neurones pour le profil de vapeur d'eau. Les propriétés nuageuses (pression et émissivité IR) sont déterminées à partir d'une méthode de χ^2 en utilisant des canaux autour de la bande d'absorption du CO_2 à 15 μm . L'algorithme suit la figure I.17 et nous en rappelons les principales étapes.

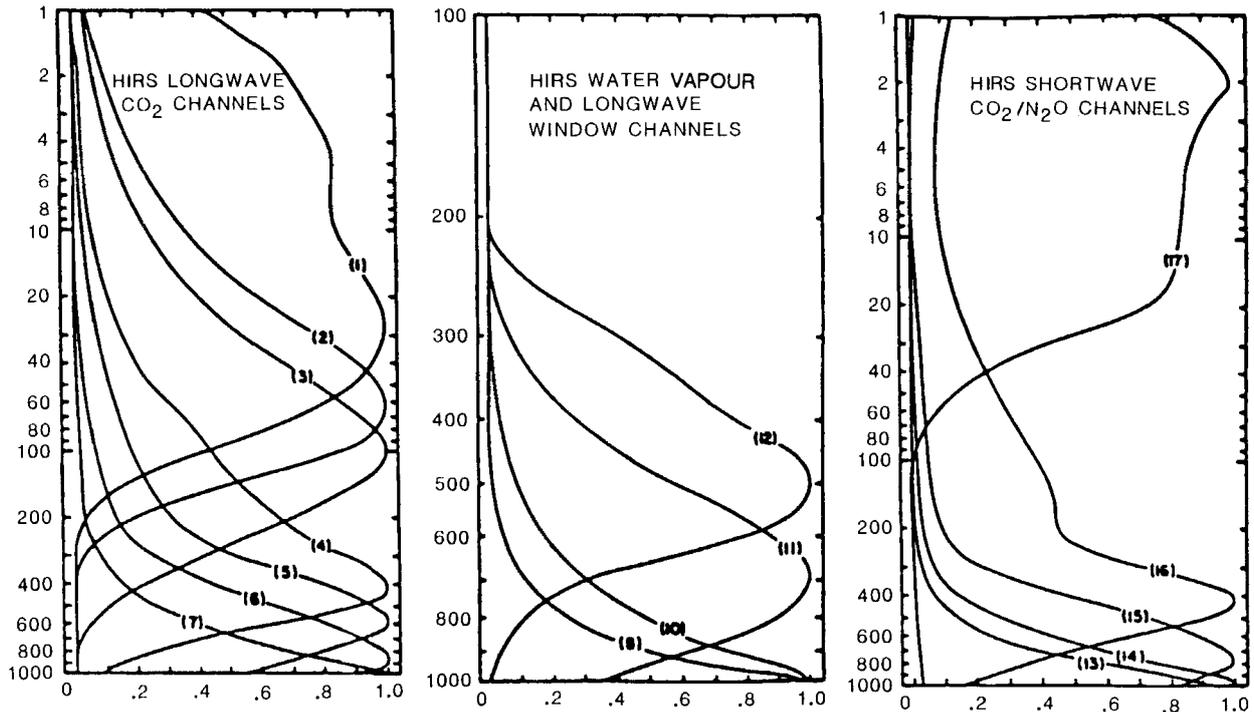


FIGURE I.16 – Fonctions de poids $\partial\tau/\partial\ln p$ associées aux 19 canaux de HIRS. Source : Smith (1991).

TABLE I.1 – Caractéristiques des canaux HIRS. Source : NOAA 1983.

Canal HIRS	Longueurs d'onde (μm)	Principaux absorbants	Maximum de la fonction de poids (hPa)	Principale utilisation
1	15,00	CO ₂	30	<i>Sondage en température</i>
2	14,70	CO ₂	60	Ces canaux ont une meilleure sensibilité à la température pour les régions froides de l'atmosphère que les canaux à 4,3 μm .
3	14,50	CO ₂	100	
4	14,20	CO ₂	400	
5	14,00	CO ₂	600	
6	13,70	CO ₂ /H ₂ O	800	Les canaux 5, 6 et 7 sont aussi utilisés pour le calcul des paramètres nuageux (nébulosité et altitude des sommets).
7	13,40	CO ₂ /H ₂ O	900	
8	11,10	Fenêtre (H ₂ O)	Surface	<i>Température de surface et détection des nuages</i>
9	9,70	O ₃	25	<i>Contenu total en ozone</i>
10	8,30	H ₂ O	900	<i>Contenu en vapeur d'eau</i>
11	7,30	H ₂ O	700	Le canal 12 est aussi utilisé pour détecter la présence de cirrus.
12	6,70	H ₂ O	500	
13	4,57	N ₂ O	1000	<i>Sondage en température</i>
14	4,52	N ₂ O	950	Ces canaux ont une meilleure sensibilité à la température pour les régions chaudes de l'atmosphère que les canaux à 15 μm .
15	4,46	CO ₂ /H ₂ O	700	
16	4,40	CO ₂ /H ₂ O	400	Ils sont aussi moins sensibles aux nuages.
17	4,24	CO ₂	5	
18	4,00	Fenêtre	Surface	<i>Température de surface</i>
19	3,70	Fenêtre	Surface	Ces canaux sont beaucoup moins sensibles aux nuages que le canal 8 mais ils sont contaminés par le rayonnement solaire.
20	0,70	Fenêtre		<i>Détection des nuages</i>

TABLE I.2 – Caractéristiques des canaux MSU. Source : NOAA 1983.

Canal MSU	Fréquence centrale (GHz)	Principaux absorbants	Maximum de la fonction de poids (hPa)	Principale utilisation
1	50,31	Fenêtre	Surface	<i>Emissivité de surface</i>
2	53,73	O ₂	700	<i>Sondage en température</i>
3	54,96	O ₂	300	Ces canaux insensibles aux nuages sont utilisés pour dépolluer les canaux HIRS des nuages.
4	57,95	O ₂	90	

Détection des nuages

Les nuages sont détectés à la résolution spatiale de HIRS (17 km au nadir) par des tests multi-spectraux (sept de nuit, huit de jour). Certains tests utilisent les canaux micro-ondes qui sondent à travers les nuages et peuvent donner une bonne estimation de la température de brillance en ciel clair. Dès lors, une comparaison avec les canaux de HIRS indique si le pixel est nuageux (Stubenrauch et al., 1999a, 2006).

D'autres tests utilisent l'hétérogénéité spatiale à 11 μm et des différences spectrales entre les températures de brillance à 3.7 et 4 μm pour lesquelles les contributions de la vapeur d'eau et de l'émissivité de surface ont été éliminées. Ces corrections ont été établies par régression à partir des températures de brillance des autres canaux HIRS. Les coefficients de la régression dépendent du type de masse d'air et ont été obtenus par méthode des moindres carrés appliquée sur la base de données TIGR.

Contrairement aux profils de température et de vapeur d'eau les propriétés nuageuses sont déterminées au-dessus de tout type de surface. En présence de neige ou de glace détecté à l'aide de canaux micro-ondes durant le jour et dans les régions arctiques la situation est déclarée claire.

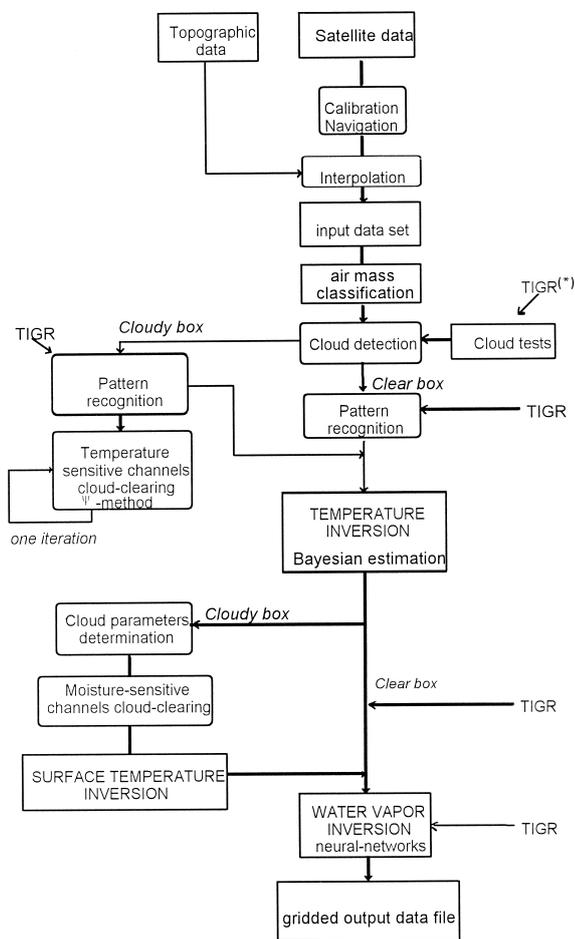


FIGURE I.17 – Schéma de la chaîne d'inversion 3I produisant la base de données TOVS-Path B. Source : Scott et al. (1999).

Ensuite, les températures de brillance sont moyennées d'une part sur les pixels HIRS de ciel clair (ou sur les pixels les plus chauds et homogènes dans le cas de couverture nuageuse complète) et d'autre part sur les pixels HIRS de ciel nuageux (6 à 12 pixels HIRS pour chaque grille de 100 km). Les moyennes sur les pixels de ciel clair sont utilisées pour restituer les profils atmosphériques, les moyennes sur les pixels de ciel nuageux servent à restituer les propriétés nuageuses.

Détermination des profils atmosphériques

Pour restituer le profil de température, 3I sélectionne d'abord les profils TIGR les plus proches de l'observation en température de brillance. La moyenne de ces profils est retenue comme la solution initiale et le profil de température est ensuite obtenu par estimation bayésienne par pas de 25 hPa environ depuis le sol jusqu'à une altitude de 10 hPa.

La distribution verticale de l'humidité est restituée en utilisant une approche de réseaux de neurones (Chaboureau et al., 1998) dans laquelle les neurones sont entraînés sur la base TIGR. Les sorties du réseau de neurones sont des contenus en eau précipitables sur 5 couches de pression standard (surface à 850 hPa, 850-700, 700-500, 500-300, et 300-100 hPa). Aucune inversion n'est possible lorsque la pression de surface est inférieure à 850 hPa, raison pour laquelle nous n'obtiendrons pas d'informations au-dessus des zones très montagneuses (Andes, Groenland, Himalaya...).

Cette technique a été évaluée par comparaison avec des mesures in situ (Chaboureau et al., 1998) ainsi qu'avec des inversions SSM/I et Meteosat (Escoffier et al., 2001). Ces études montrent que la différence du contenu total en vapeur d'eau obtenu à partir de ces différents instruments est en moyenne inférieure à 20 %. Les différences entre les contenus en eau entre TOVS et les radiosondages augmente avec l'altitude de 20 %, 24 %, et 33 % entre la surface et 850 hPa à 35 %, 45 %, et 50 % entre 500 et 300 hPa en considérant différentes bandes de latitude (tropiques, moyennes latitudes et zones polaires). Cet accroissement est relié à la difficulté de mesurer de faibles quantités de vapeur d'eau à faible température par les radiosondages.

3.2 La méthode de minimisation de χ^2 pour la détermination des propriétés nuageuses

Les propriétés nuageuses sont déterminées en supposant la couverture nuageuse homogène à l'échelle de 100 km. La pression moyenne au sommet du nuage p_{cld} et l'émissivité du nuage ϵ_{cld} sont obtenues par une méthode de χ^2 pondéré (Stubenrauch et al., 1999b) à partir de quatre luminances mesurées dans la bande d'absorption du CO₂ autour de 15 μm (canaux 4 à 7) et d'une luminance mesurée dans le canal fenêtre à 11 μm (canal 8). La méthode de χ^2 repose sur le principe que les 5 canaux donnent des émissivités $\epsilon_{cld}(p_k, \lambda_i)$ similaires.

Ces émissivités $\epsilon_{cld}(p_k, \lambda_i)$ sont calculées pour chacune des 5 luminances et à 30 niveaux de pression p_k par

$$\epsilon_{cld}(p_k, \lambda_i) = \frac{I_m(\lambda_i) - I_{clr}(\lambda_i)}{I_{cld}(p_k, \lambda_i) - I_{clr}(\lambda_i)} \quad (3.1)$$

où $I_m(\lambda_i)$ est la luminance mesurée à la longueur d'onde λ_i . $I_{clr}(\lambda_i)$ et $I_{cld}(\lambda_i)$ sont calculées pour une situation de ciel clair et pour un nuage opaque et homogène au niveau de pression p_k en utilisant les profils de température et les transmissions du profil de la base TIGR .

Avec $\epsilon_{cld}(p_k)$ la moyenne des $\epsilon(p_k, \lambda_i)$ sur les longueurs d'onde λ_i , la pression p_{cld} du nuage est celle du niveau k qui minimise la quantité

$$\chi^2(p_k) = \sum_{i=4}^8 \frac{[(I_{cld}(p_k, \lambda_i) - I_{clr}(\lambda_i)) \cdot \epsilon_{cld}(p_k) - (I_m(\lambda_i) - I_{clr}(\lambda_i))]^2}{\sigma^2(\lambda_i)} W^2(p_k, \lambda_i). \quad (3.2)$$

On obtient ainsi d'un coup p_{cld} et $\epsilon_{cld} = \epsilon_{cld}(p_{cld})$. Les poids empiriques $W^2(p_k, \lambda_i)$ prennent en compte les fonctions de poids des différents canaux ainsi que l'effet des incertitudes dans les profils de température sur le dénominateur de l'équation 3.1. Lorsque la méthode de χ^2 donne

une valeur non-acceptable de ϵ_{cld} (> 1.5) la situation est déclarée claire. Il est important de permettre des valeurs de ϵ_{cld} plus grande que 1 car près du sol I_{clr} et I_{cld} peuvent être très similaires et leurs incertitudes peuvent amener des valeurs de ϵ_{cld} plus grande que 1.

La température T_{cld} du nuage est obtenue à partir de p_{cld} en utilisant le profil de température restitué par 3I. Lorsque la restitution du profil de température échoue le profil initial est utilisé. Les pixels identifiés comme nuageux peuvent être partiellement couverts à cause de la résolution spatiale large de HIRS.

La précision sur p_{cld} est limitée par les niveaux de pression à environ 35 hPa. Son incertitude peut être estimée par la différence entre les p_{cld} déterminées par la première et la deuxième plus petite valeur de χ^2 . Au-dessus des océans celle-ci est, en moyenne, d'environ 25 hPa. Au-dessus des terres elle est en moyenne de 40 hPa.

Les pressions des nuages ont notamment été évaluées en les comparant avec des mesures simultanées du lidar LITE (Stubenrauch et al., 2005b). La hauteur du nuage déterminée par TOVS correspond en général bien à l'altitude du milieu apparent du nuage déterminé par LITE. Il coïncide à moins de 1 km du milieu du nuage déterminé par LITE pour 53 % des nuages bas (à moins de 1.5 km pour 49 % des nuages hauts). 22.5 % des nuages bas sont couverts par un cirrus très fin non détectable par TOVS. La comparaison avec la deuxième couche de nuage détectée par LITE augmente l'accord pour les nuages bas à 64 %.

La base de données disponible

La détermination conjointe des profils d'humidité et de température avec les propriétés nuageuses couvre une période de huit ans de juin 1987 à mai 1995. Cette climatologie a notamment été utilisée pour l'étude des cycles saisonnier et diurne des nuages (Stubenrauch et al., 2006), des propriétés microphysiques des cirrus (Stubenrauch et al., 1999d, 2004; Rädcl et al., 2003), des aérosols et du contenu en CO_2 (Chédin et al., 2002).

Dans ce travail nous utiliserons un découpage des scènes nuageuses à partir de leurs altitudes et émissivités. Les nuages y sont considérés "hauts" à des pressions inférieures à 440 hPa ($p_{cld} < 440$ hPa). Nous utiliserons la terminologie "cirrus fins" pour les cirrus dont l'émissivité ϵ_{cld} est inférieure à 0.5 (épaisseur optique visible inférieure à environ 1.4), "cirrus moyens" pour les cirrus avec $0.5 < \epsilon_{cld} < 0.95$, et "cirrus épais" pour les cas au-delà de 0.95. Les autres situations seront classées en "claires" et "lmclds" pour "low and middle clouds" (nuages bas et moyens). Aussi, le sondeur est sensible aux nuages dont l'épaisseur optique est plus grande qu'environ 0.1 (Wylie and Menzel, 1999). Ceci veut dire que les nuages, hauts, moyens, ou bas, plus fins sont vus comme des scènes claires.

La Fig.I.18 montre les fréquences d'occurrence des cirrus fins (gauche) et moyens (droite) moyennées sur les saisons et séparément pour l'été boréal et l'hiver boréal.

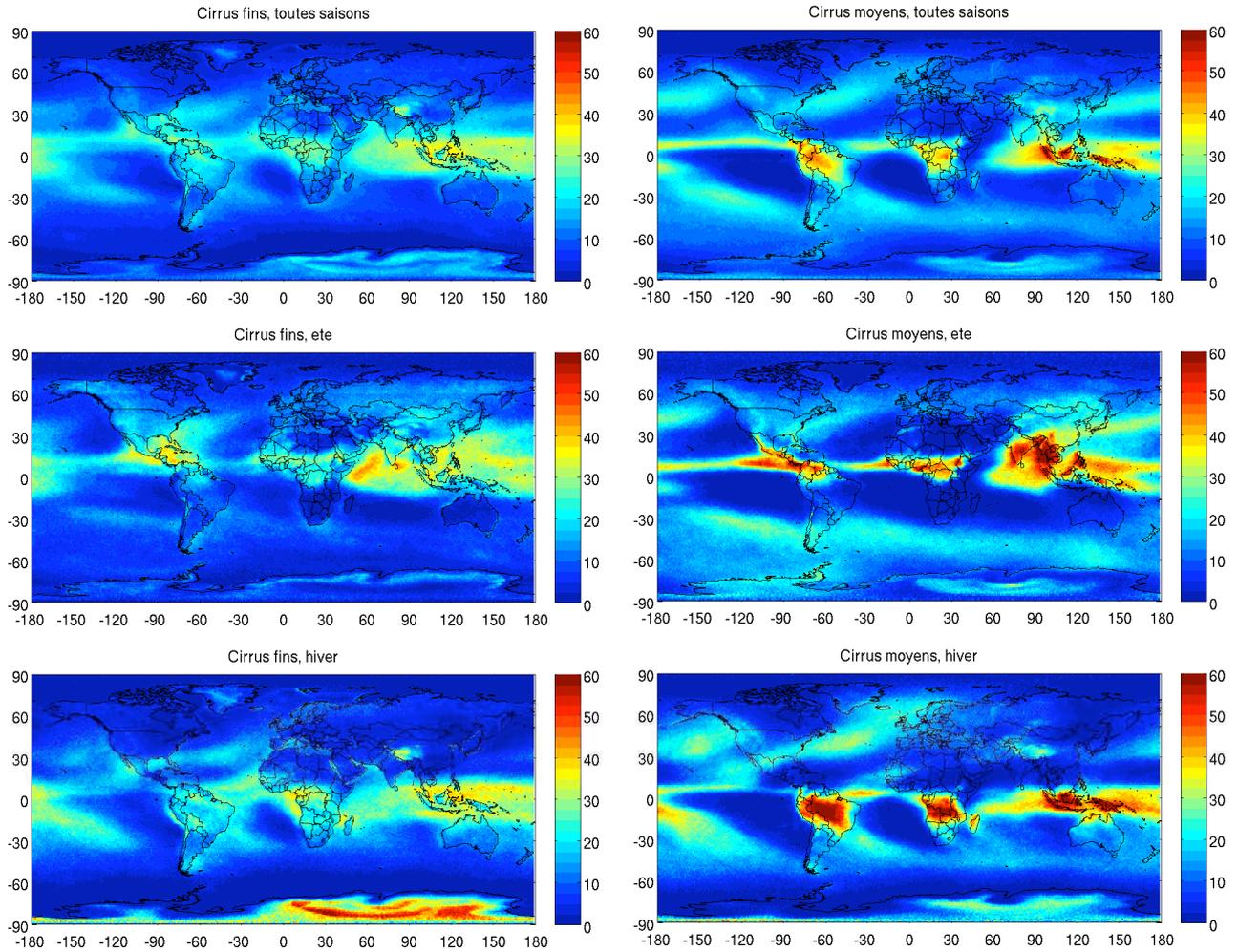


FIGURE I.18 – Fréquence d'occurrence (%) des cirrus fins (gauche) et des cirrus moyens (droite) déterminés avec TOVS. Toutes saisons, été et hiver. Source : analyse des données TOVS (1987-1991).

4

La base de données climatiques AIRS

La constellation de satellites “A-Train” (Stephens et al., 2002) a été conçue pour apporter une amélioration très nette dans notre connaissance du climat terrestre. Elle consiste (Fig.I.19) en une série de cinq satellites (le lancement de OCO a échoué le 24 février 2009) qui se suivent de très près sur une orbite héliosynchrone polaire (altitude 705 km et inclinaison 98°). Elle survole la Terre à 1h30 et 13h30 heure locale. Chaque satellite embarque un panel d’instruments qui se complètent dans la manière d’observer la Terre. Parmi ceux-ci, le satellite Aqua, lancé le 4 mai 2002, a ouvert la voie à l’utilisation d’une nouvelle génération de sondeurs infrarouges à grande résolution spectrale avec l’Atmospheric InfraRed Sounder (AIRS). Alors que TOVS possède une vingtaine de canaux, AIRS en possède 2378. L’équipe ARA archive une base de données climatiques globale AIRS pour laquelle nous disposons pour le moment des 6 années complètes de 2003 à 2008.

A l’instar de TOVS, AIRS fournit des profils de température et de vapeur d’eau (Susskind et al., 2003). Cette fois-ci, les profils utilisés sont directement déterminés et distribués par la NASA. Les 6 années archivées proviennent de la version 5 et consistent en données de niveau 2 (level 2 ou simplement “L2”). Nous avons également téléchargé une trentaine de canaux des données de niveau 1B qui sont utilisés pour l’inversion des propriétés nuageuses et des aérosols. Les profils de température et de vapeur d’eau sont fournis à l’échelle du Advanced Microwave Sounding Unit (AMSU) qui est d’environ 40-45 km. Les données L2 coregistrent 3×3 empreintes AIRS (ou “spots”) à l’intérieur de chaque empreinte AMSU communément appelée “golfball”. Cette situation est représentée en Fig.I.20. Les propriétés nuageuses seront déterminées sur ces spots d’environ 13.5 km au nadir.

4.1 L’inversion de la NASA

La méthodologie de la NASA pour l’inversion des profils atmosphériques de AIRS est bien décrite dans Susskind et al. (2003).

Clarification des luminances contaminées par les nuages

En présence de nuages l’approche consiste à déterminer des luminances clarifiées, c’est-à-dire inférer les luminances de ciel clair autour des nuages. Hypothèse est faite que les portions claires, détectées à l’échelle du spot AIRS, ont les mêmes caractéristiques dans un golfball. Pour un ensemble de K spots, dont au maximum $K - 1$ sont nuageux, les luminances de ciel clair \hat{I}_i

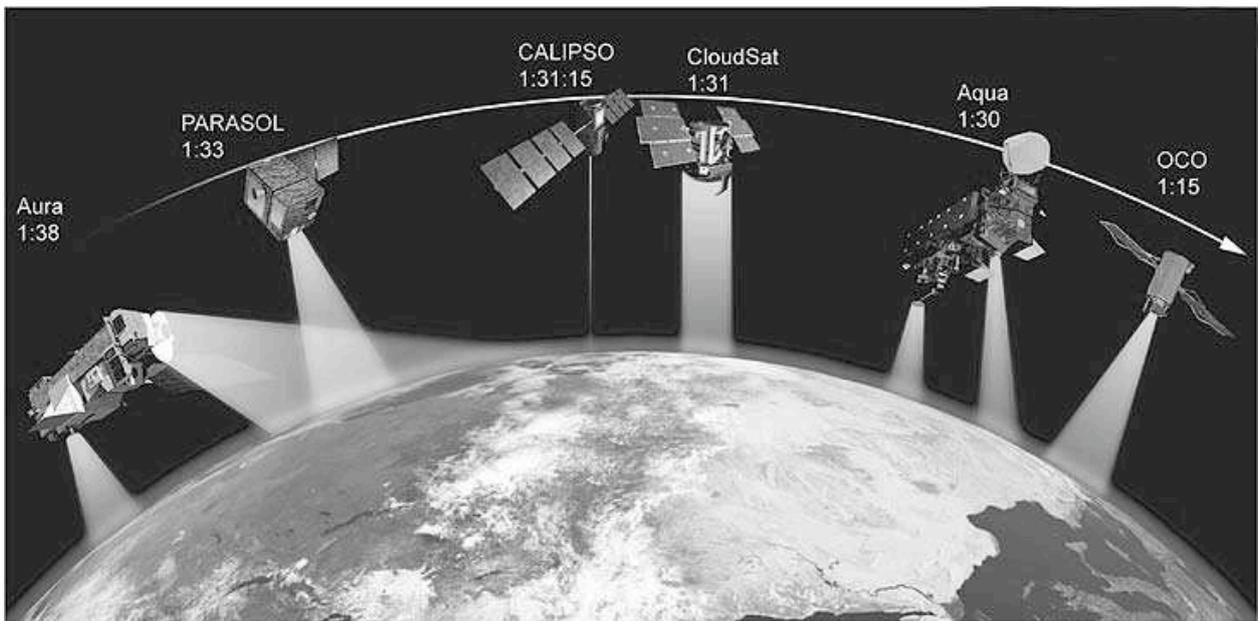


FIGURE I.19 – Illustration de la constellation de satellites A-Train avec Aqua et CALIPSO. Source : NASA.

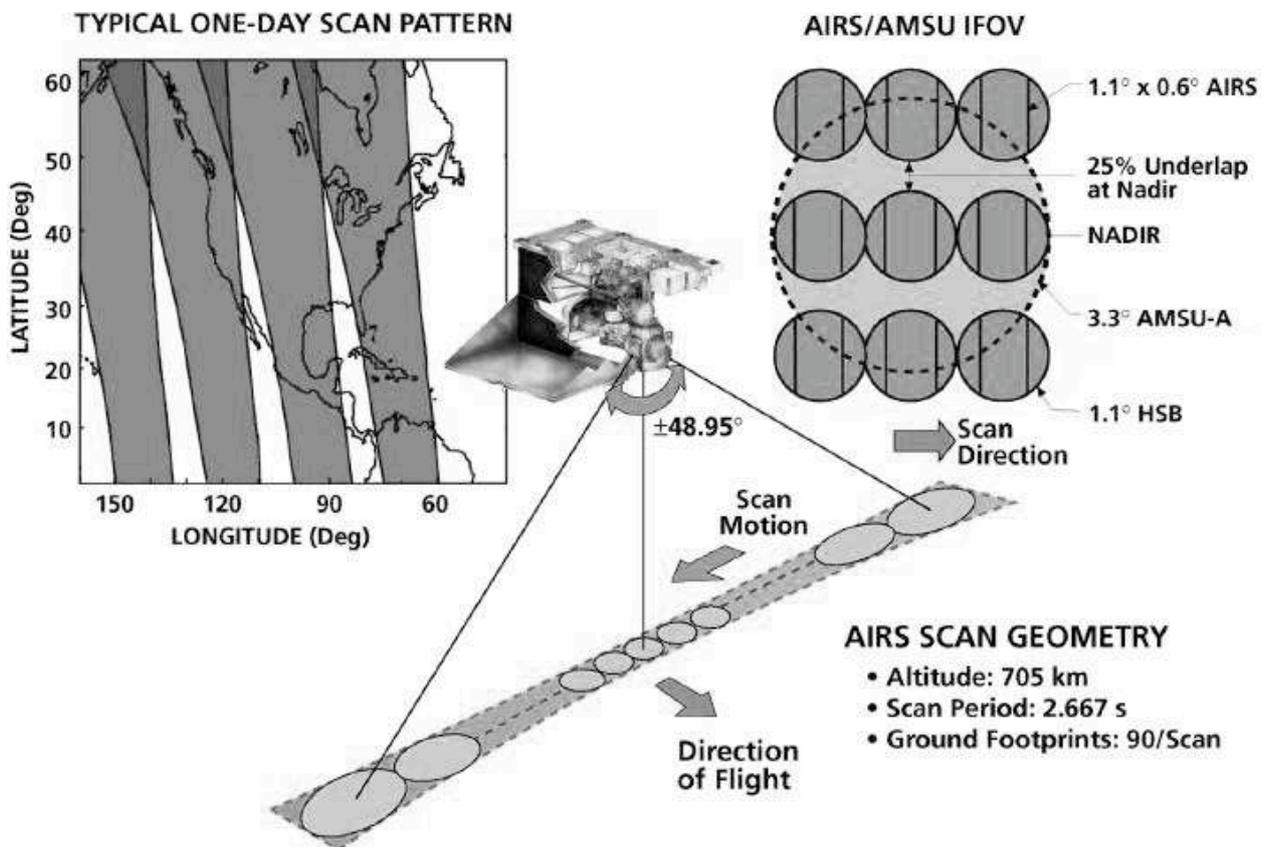


FIGURE I.20 – Schéma de la visée AIRS et de l'intégration des 9 empreintes AIRS ("spots") dans l'empreinte AMSU ("golfball"). Source : NASA.

sont prises comme

$$\hat{I}_i = I_{i,AVG} + \sum_{k=1}^K \eta_k (I_{i,AVG} - I_{i,k}) \quad (4.1)$$

où, dans le canal i , les $I_{i,k}$ sont les observations pour le spot k et $I_{i,AVG}$ est la moyenne des K luminances. L'attention est alors portée sur la détermination des coefficients η_k à partir de canaux dans les bandes d'absorption du CO_2 autour de $15 \mu\text{m}$ et autour de $4.2 \mu\text{m}$ ainsi que dans quelques canaux fenêtres. La méthode prend en compte les différents angles de visée de l'instrument ainsi que le bruit instrumental des canaux.

Les luminances claires ou clarifiées sont ensuite utilisées pour l'inversion. La présence de nuages ajoute une incertitude dans la détermination des profils atmosphériques (Susskind et al., 2003). En conséquence, les données AIRS L2 procurent des critères de qualité (Susskind et al., 2006; Tobin et al., 2006) qui déterminent l'altitude maximale au-dessus de laquelle le profil atmosphérique est exploitable.

Inversions successives des paramètres

Les paramètres et profils sont inversés dans l'ordre suivant : température et émissivité de surface, profil de température, profil d'humidité, profil d'ozone, et enfin propriétés nuageuses. Chaque variable est déterminée à l'aide des variables précédentes en tenant compte de l'incertitude qui est ajoutée à chaque étape.

Pour chaque paramètre une sélection de canaux les plus sensibles est réalisée parmi les 2378 canaux disponibles. 53 canaux sont ainsi sélectionnés pour la température de surface, 154 pour le profil de température, 66 pour le profil de vapeur d'eau, et 23 pour le profil d'ozone. Pour les nuages ils utilisent 76 canaux principalement dans les bandes d'absorption du CO_2 à $15 \mu\text{m}$ et $4.2 \mu\text{m}$ et quelques canaux fenêtres.

Chaque paramètre est inversé de manière analogue en linéarisant l'équation du transfert radiatif autour des paramètres du profil a priori et en itérant jusqu'à la convergence de l'algorithme. En général, le problème est mal posé et requiert une estimation de la précision d'un profil a priori. La méthodologie employée ne nécessite cependant pas cette connaissance et se base uniquement sur le rapport signal/bruit des observations. Celui-ci indique, en effet, à quel degré les informations contenues dans les luminances doivent être prises en considération (Susskind et al., 1998).

La table I.3 montre les niveaux sur lesquels les inversions sont faites pour la température et la vapeur d'eau. Les profils sont ensuite inter-

TABLE I.3 – Niveaux définis (hPa) par l'inversion AIRS pour la température et pour la vapeur d'eau. D'après Susskind et al. (2003).

Température	Vapeur d'eau
0.016	0.016
0.714	170.1
1.297	272.9
2.701	314.1
4.077	343.6
8.165	407.5
16.43	496.6
23.45	617.5
39.26	706.6
56.13	852.8
71.54	surface
96.11	
125.6	
160.5	
212.0	
272.9	
343.6	
424.5	
596.3	
661.2	
753.6	
878.6	
surface	

polés sur une grille standard dont les niveaux, dans la haute troposphère, sont 100, 150, 200, 250, 300, 400, et 500 hPa.

Ce sont les niveaux sur lesquels le profil de température est fourni dans les données L2. Le profil d'humidité est, quant à lui, donné comme profil de rapport de mélange ω sur les couches de pression délimitées par ces niveaux.

Des validations utilisant des radiosondages des archives NOAA NESDIS (Divakarla et al., 2006) ont montré que les profils de température ont une précision proche de 1 K dans des couches de 1 km. Les profils de vapeur d'eau ont une précision meilleure que 15 % dans des couches de 2 km. Cependant, Tobin et al. (2006), en utilisant des données du program Atmospheric Radiation Measurement montrent que cette incertitude peut atteindre 30-35 % dans la haute troposphère et pour les moyennes latitudes.

Par contre, les propriétés nuageuses (pression du nuage et couverture effective qui combinent l'émissivité et la couverture) distribuées par la NASA sont difficilement utilisables car l'altitude est fortement sur-estimée pour les nuages bas (jusqu'à 5 km) (Kahn et al., 2008a).

Pour cette raison, une inversion des propriétés nuageuses a été développée par l'équipe ARA et nous en présentons les principes.

4.2 La reconstitution des propriétés nuageuses AIRS

Application de la méthode de χ^2

L'inversion des propriétés nuageuses AIRS (Stubenrauch et al., 2008) est basée sur la méthode de χ^2 développée pour TOVS. Cependant, elle utilise les profils de température et vapeur d'eau des données AIRS L2 qui sont colocalisés avec les températures de brillance des données L1B. Les profils de transmission pour le calcul des émissivités sont obtenus à partir de la banque de données TIGR.

L'inversion utilise huit canaux : cinq canaux autour de $15 \mu\text{m}$ dans la bande d'absorption du CO_2 (à 14.190, 14.002, 13.928, 13.279 et $10.901 \mu\text{m}$) proches des longueurs d'onde utilisées pour TOVS ainsi que trois autres canaux à 14.298, 14.094 et $13.239 \mu\text{m}$ (Fig.I.21). Comme pour TOVS, elle fournit la pression p_{cld} et l'émissivité ϵ_{cld} du nuage observé. Elle est appliquée sur chaque spot AIRS à une résolution spatiale d'environ 13.5 km.

De nouveau, le spot est déclaré clair quand la méthode de χ^2 donne une valeur $\epsilon_{cld} > 1.5$. Ceci est le cas pour environ 10 % des spots.

Comme l'unique canal de AMSU qui était sensible jusque la surface ne fonctionne pas nous avons développé une méthode de détection des nuages a posteriori qui est basée sur la cohérence spectrale des émissivités.

Distinction des scènes claires et nuageuses

Pour chaque spot AIRS l'émissivité $\epsilon_{cld}(\lambda_i)$ est déterminée pour chaque longueur d'onde λ_i parmi 11.85, 10.90, 10.69, 10.40, 10.16 et $9.12 \mu\text{m}$ par

$$\epsilon_{cld}(\lambda_i) = \frac{I_m(\lambda_i) - I_{clr}(\lambda_i)}{I_{cld}(p_{cld}, \lambda_i) - I_{clr}(\lambda_i)} \quad (4.2)$$

où p_{cld} est la pression du nuage déterminée par la méthode de χ^2 à l'étape précédente.

Un test de cohérence spectrale des émissivités $\epsilon_{cld}(\lambda_i)$ décide ensuite si l'empreinte AIRS est claire ou nuageuse. La variabilité des $\epsilon_{cld}(\lambda_i)$ est déterminée en prenant la déviation standard

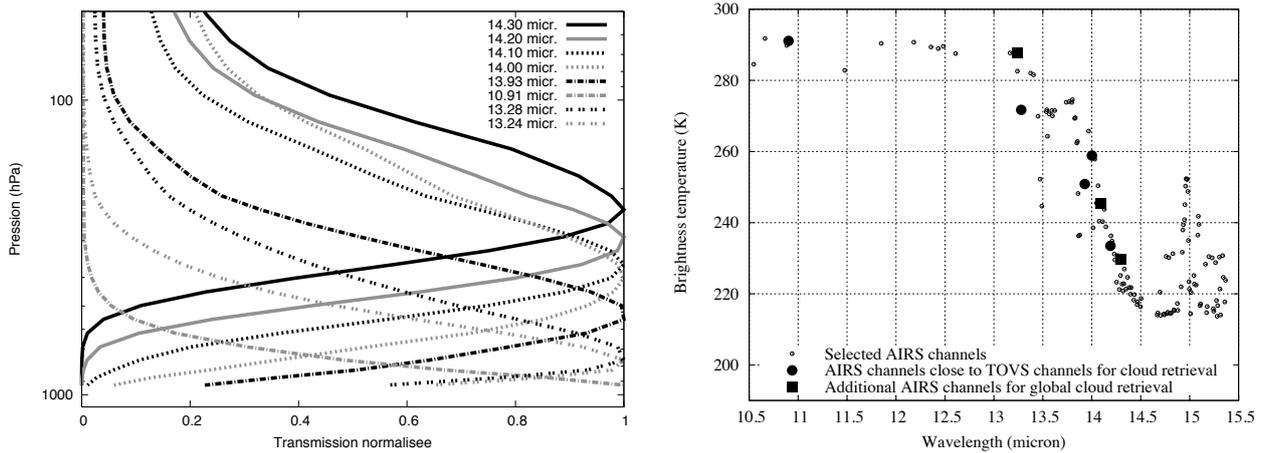


FIGURE I.21 – Fonctions de poids des canaux sélectionnés autour de la bande d’absorption du CO_2 à $15 \mu\text{m}$ pour l’inversion des propriétés nuageuses AIRS (gauche) et spectre des températures de brillance simulées en ciel clair pour les canaux archivés (droite). Les huit canaux sélectionnés pour l’inversion sont en gras, les canaux proches de ceux utilisés pour TOVS sont en disques.

$\sigma(\epsilon_{cld}(\lambda_i))/\epsilon_{cld}$ où ϵ_{cld} est l’émissivité du nuage déterminée à l’étape précédente. Si les propriétés nuageuses ont été bien déterminées, ces émissivités devraient être similaires. Si celles-ci diffèrent ($\sigma(\epsilon)/\epsilon_{cld}$ supérieur à un seuil donné) la situation observée est probablement claire ou partiellement nuageuse.

Les seuils de ce test ont été établis en comparant directement les distributions des $\sigma(\epsilon_{cld}(\lambda_i))/\epsilon_{cld}$ obtenues pour des scènes claires ou nuageuses discriminées par le lidar CALIOP (Fig.I.22 pour les situations de nuit).

Au-dessus des surfaces enneigées (détectées par AMSU et marquées dans les données L2) la discrimination est par contre moins prononcée la nuit. Dans ce cas, une différence entre la température de brillance à $11 \mu\text{m}$ (canal fenêtre) et une moyenne des températures de brillance de 4 canaux autour de $7 \mu\text{m}$ (absorption de la vapeur d’eau) est utilisée en plus pour discriminer ciel clair et situation nuageuse. En général, on s’attend à une différence positive car la température de brillance à $7 \mu\text{m}$ est réduite par l’absorption par la vapeur d’eau atmosphérique. Dans le cas de températures froides et d’un air sec, dominant dans les régions polaires, les inversions de température à la surface témoignent plutôt d’une différence négative.

La comparaison avec CALIOP a mené à la détermination des seuils suivants pour la détection nuageuse AIRS (si le test est positif un nuage est bien détecté) :

- $\epsilon_{cld} > 0.05$

Pour les régions non recouvertes de neige ou de glace :

- $\sigma(\epsilon)/\epsilon_{cld} < 0.2$ si $p_{cld} < 440$ hPa ou $p_{cld} > 680$ hPa
- $\sigma(\epsilon)/\epsilon_{cld} < 0.1$ si $440 < p_{cld} < 680$ hPa

et pour les régions recouvertes de neige ou de glace :

- $T_B(11) - T_B(7) > -3$ K
- $\sigma(\epsilon)/\epsilon_{cld} < 0.3$ pour les observations de nuit
- $\sigma(\epsilon)/\epsilon_{cld} < 0.2$ pour les observations de jour

La base de données disponible

Le traitement des données AIRS fournit donc 6 années complètes (2003 à 2008) de profils d’humidité et de température à une échelle de 40-45 km ainsi que les propriétés nuageuses concomitantes déterminées sur les 9 spots AIRS à l’échelle de 13.5 km. On utilisera les mêmes

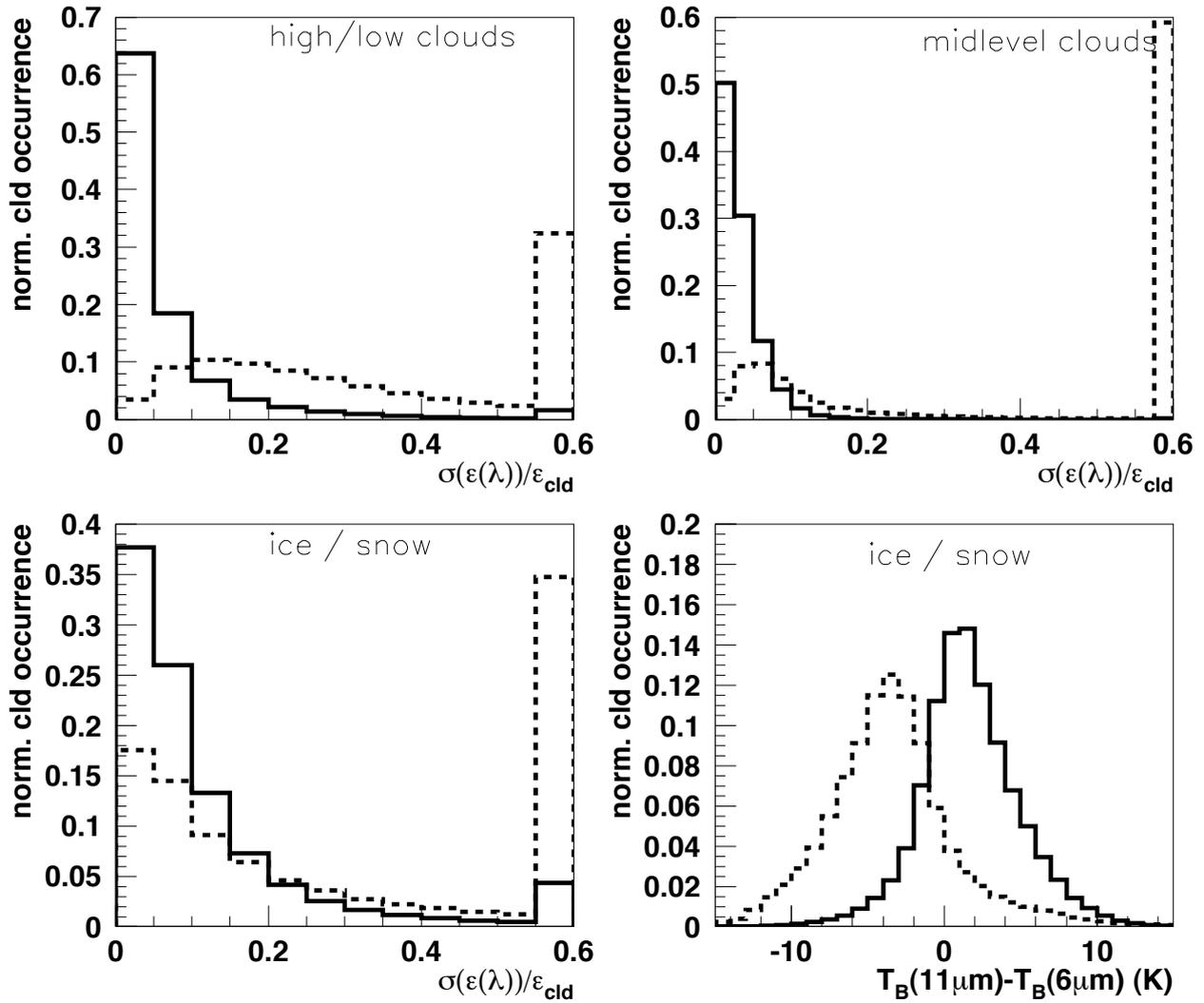


FIGURE I.22 – Pour les situations de nuit (1h30 heure locale) : distributions normalisées de la variabilité spectrale $\sigma(\epsilon_{\text{cld}}(\lambda_i))/\epsilon_{\text{cld}}$ de l'émissivité des 6 longueurs d'onde λ_i entre 9 et 12 μm séparément pour les scènes nuageuses (ligne pleine) et claires (pointillés) discriminées par CALIOP. Distributions pour les nuages bas (haut, gauche), moyens (haut, droite), et pour tous les nuages au-dessus de surfaces enneigées (bas, gauche). Distributions normalisées de la différence de température de brillance entre 11 et 7 μm (bas, droite). Source : Stubenrauch et al. (2010).

coupsures sur l'émissivité des nuages pour séparer les cirrus fins, moyens et épais. La limite inférieure de sensibilité de AIRS pour la détection des nuages est sensiblement la même que pour TOVS (Stubenrauch et al., 2008). Encore une fois, les nuages détectés le sont à partir d'une épaisseur optique d'environ 0.1, ce qu'il faudra prendre en compte dans l'évaluation des altitudes des nuages à l'aide du lidar CALIOP (voir section 5.2).

La Fig.I.23 montre les fréquences d'occurrence des cirrus fins et moyens moyennées sur toutes les saisons et séparément pour l'été boréal et l'hiver boréal. Elles se comparent très bien au résultat analogue de la Fig.I.18 obtenu pour TOVS. Les fréquences d'occurrence pour AIRS sont cependant environ 5-10 % plus basse que pour TOVS, ce qui s'explique par la différence de résolution horizontale des deux instruments (13.5 km contre 100 km). La résolution horizontale plus grossière de TOVS peut, par exemple, donner une situation de cirrus fins alors que, sur 100 km, elle est composée en réalité de cirrus moyens et de nuages bas (Fig.4 de Stubenrauch et al., 1999c).

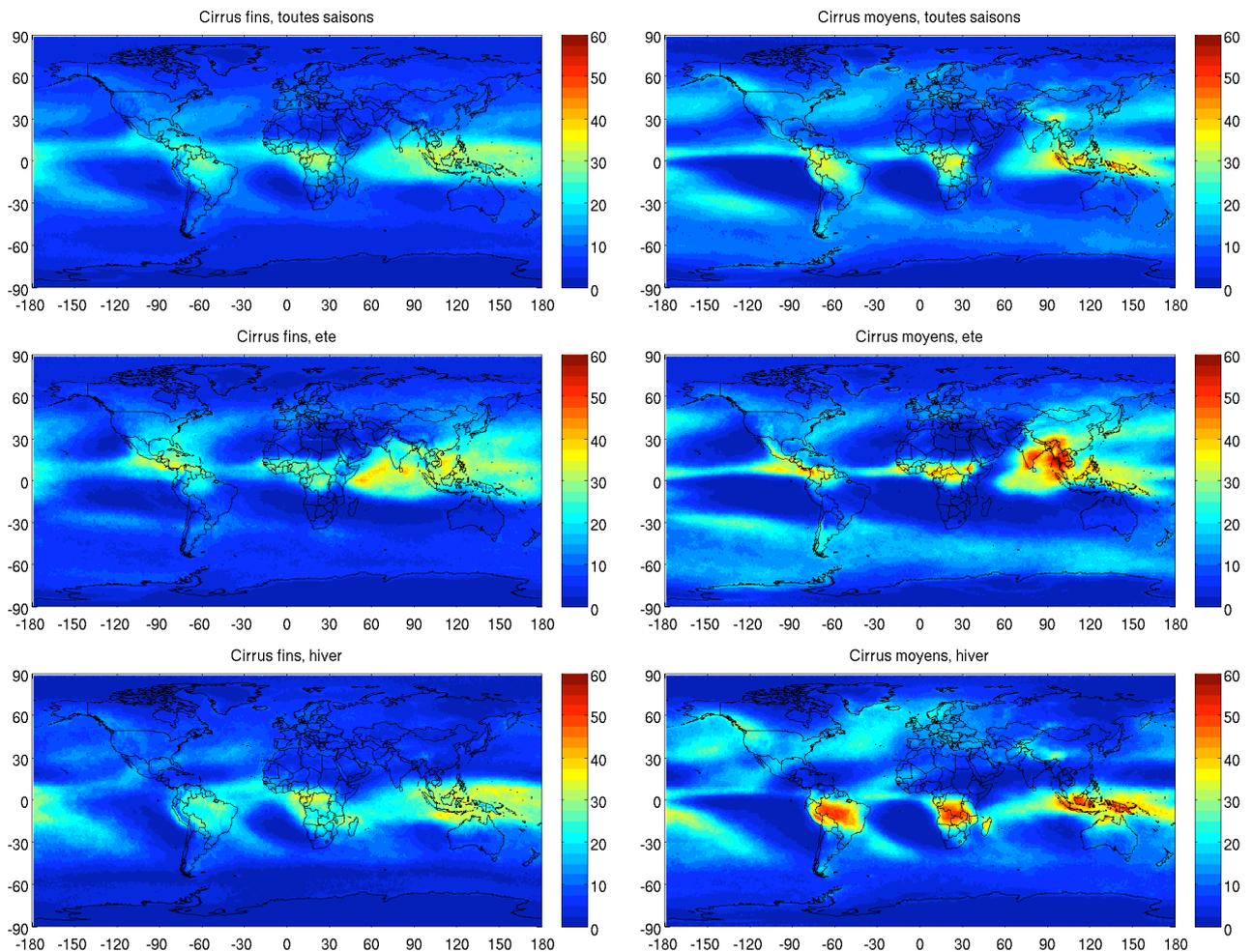


FIGURE I.23 – Fréquence d'occurrence des cirrus fins (gauche) et cirrus moyens (droite) déterminés avec AIRS. Toutes saisons, été et hiver. Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

5

Données utilisées en synergie

On présente ici brièvement les bases de données que l'on utilisera en synergie des climatologies issues de TOVS et AIRS. Elles complètent les possibilités offertes par ces sondeurs : l'instrument SAGE détecte des cirrus subvisibles et le lidar CALIOP permet une description verticale très précise des couches nuageuses. Les données de la campagne aéroportée MOZAIC consistent en des mesures de vapeur d'eau à l'aide de capteurs embarqués sur des vols commerciaux et AERO2k est une base de données du trafic aérien pour l'année 2002.

5.1 La visée au limbe de SAGE II

Caractéristiques de l'instrument

Depuis octobre 1984 l'instrument SAGE II (Stratospheric Aerosol and Gas Experiment) à bord du satellite ERBS (Earth Radiation Budget Satellite) a mesuré l'atténuation du rayonnement solaire par l'atmosphère en utilisant une technique d'occultation au limbe (visée parallèle à la surface de la Terre) pendant les levers et couchers du Soleil (Fig.I.24). Les caractéristiques orbitales d'ERBS (inclinaison de 57°) sont telles que les mesures de SAGE II couvrent une bande latitudinale d'environ 135° . Chaque mois il y a environ 30 mesures au lever et 30 mesures au coucher du Soleil. Dans l'hémisphère d'hiver il n'y a pas de mesures possibles au-delà de 55° de latitude.

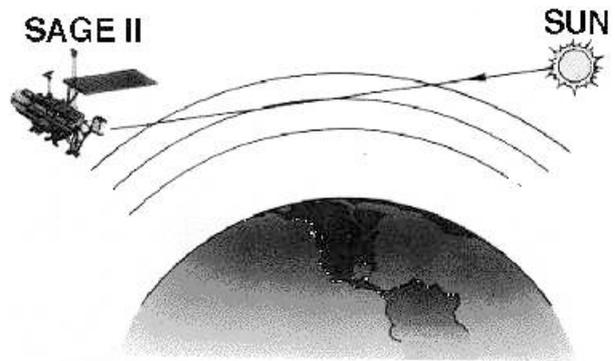


FIGURE I.24 – Schéma de la visée au limbe de SAGE. Source : NASA.

Les observations sont effectuées à sept longueurs d'onde entre 0.385 et $1.02 \mu\text{m}$. La géométrie employée a permis de déterminer des profils d'extinction¹ d'aérosol et de teneur en ozone, vapeur d'eau et dioxyde d'azote à une résolution verticale relativement fine de 1 km . En effet, l'instrument SAGE II vise le soleil à travers l'atmosphère sur un parcours d'environ 200 km de long et 2.5 km de large. Les mesures à $1.02 \mu\text{m}$ sont très sensibles à la dispersion par les particules d'aérosols et de nuages, sans contamination par le rayonnement de fond. La grande longueur de parcours permet même d'être sensible à des cirrus très fins et même subvisibles

1. Le coefficient d'extinction σ est la dérivée de l'épaisseur optique τ par rapport à une longueur. Par intégration verticale on a $\tau = \int \sigma(p) dp$.

(“SVC” pour Subvisible Cirrus) à partir d’une épaisseur optique d’environ 0.001. La présence des nuages est détectée quand le coefficient d’extinction d’une couche d’un kilomètre est plus grand que 0.0008 km^{-1} (Kent et al., 1993). Les profils de l’occurrence et des coefficients d’extinction des couches nuageuses sont déterminés de haut en bas jusqu’à la surface ou jusqu’à un nuage avec un coefficient d’extinction plus grand que la limite de mesure de SAGE II (0.02 km^{-1}). Pour un nuage d’une épaisseur de 1 km, cela correspond à une épaisseur optique de 0.02, ce qui est encore tellement fin optiquement qu’il ne peut pas être détecté par TOVS. Ce dernier est en effet sensible aux nuages à partir d’une épaisseur optique d’environ 0.1.

Les nuages sont distingués des aérosols en employant la longueur d’onde à $0.525 \mu\text{m}$. En effet, le rapport des coefficients d’extinction à $0.525 \mu\text{m}$ et $1.02 \mu\text{m}$ dépend de la dimension de la taille des particules. Ce rapport est autour de 10 pour des particules d’un rayon effectif de $0.1 \mu\text{m}$, et il diminue vers 1 pour des particules d’un rayon effectif plus grand que $2 \mu\text{m}$ (Wang et al., 1995). Pour les particules possédant un rayon effectif de $1 \mu\text{m}$ il est de 0.7. Les SVC sont définis par un rapport des coefficients d’extinction à $0.525 \mu\text{m}$ et à $1.02 \mu\text{m}$ inférieur à 2.1 (le seuil dépend de la latitude et de la saison (Kent et al., 1993)), ce qui correspond à des particules d’un rayon effectif plus grand que $0.5 \mu\text{m}$.

La pression des nuages est déterminée à l’aide de profils atmosphériques du National Center for Environmental Predictions (NCEP) qui fournissent aussi l’altitude et la pression de la tropopause. Notons que la définition des couches fournit une altitude de milieu de couche, par conséquent les altitudes de sommet et base de couches doivent être respectivement augmentées et diminuées de 0.5 km (Wang et al., 1997).

L’éruption du Mont Pinatubo (15.14°N , 120.35°E) en juin 1991 a produit la plus grande concentration en aérosols stratosphériques jamais observée par satellite (McCormick, 1995). Cet événement a empêché SAGE de mesurer au-dessous d’une altitude d’environ 20 km pendant les mois de l’éruption. Par conséquent, nous ne pouvons utiliser qu’une climatologie d’occurrence et de coefficients d’extinction de nuages qu’entre juin 1987 et mai 1991 en synergie avec TOVS.

Fréquence d’occurrence des cirrus subvisibles

Avec 60 mesures par mois, même une statistique de quatre années ne permet pas d’établir des cartes de fréquences d’occurrence des SVC par saisons à une résolution de $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$. Toutefois, à une résolution de $10^\circ \text{ lat} \times 10^\circ \text{ lon}$, la Fig.I.25 montre une carte globale sur les quatre années.

Nous remarquons que l’occurrence des SVC est maximale (et très élevée) dans les tropiques. Ces nuages se trouvent souvent au-dessus des systèmes nuageux, comme cela a été observé par Winker et al. (1996). Nous reconnaissons aussi les zones géographiques propices à l’apparition des cirrus et de la sursaturation en glace TOVS (jets et convection profonde).

Propriétés des cirrus subvisibles

Nous collectons les données par bandes de latitude : moyennes latitudes nord et sud ($40^\circ - 60^\circ \text{ N}$ et S) et tropiques ($20^\circ \text{ N} - 20^\circ \text{ S}$). Il est possible que SAGE détecte plusieurs couches de cirrus subvisibles dont certaines peuvent être disjointes. On considère alors le point de vue d’un observateur au sol qui ne peut pas voir les “trous” entre les couches : nous intégrons les épaisseurs optiques et géométriques à partir de la première couche et jusque la dernière couche détectées par SAGE.

La Fig.I.26 montre les distributions des épaisseurs optiques (gauche) et géométriques (droite) des SVC obtenues par intégration des coefficients d’extinction sur l’épaisseur totale des nuages.

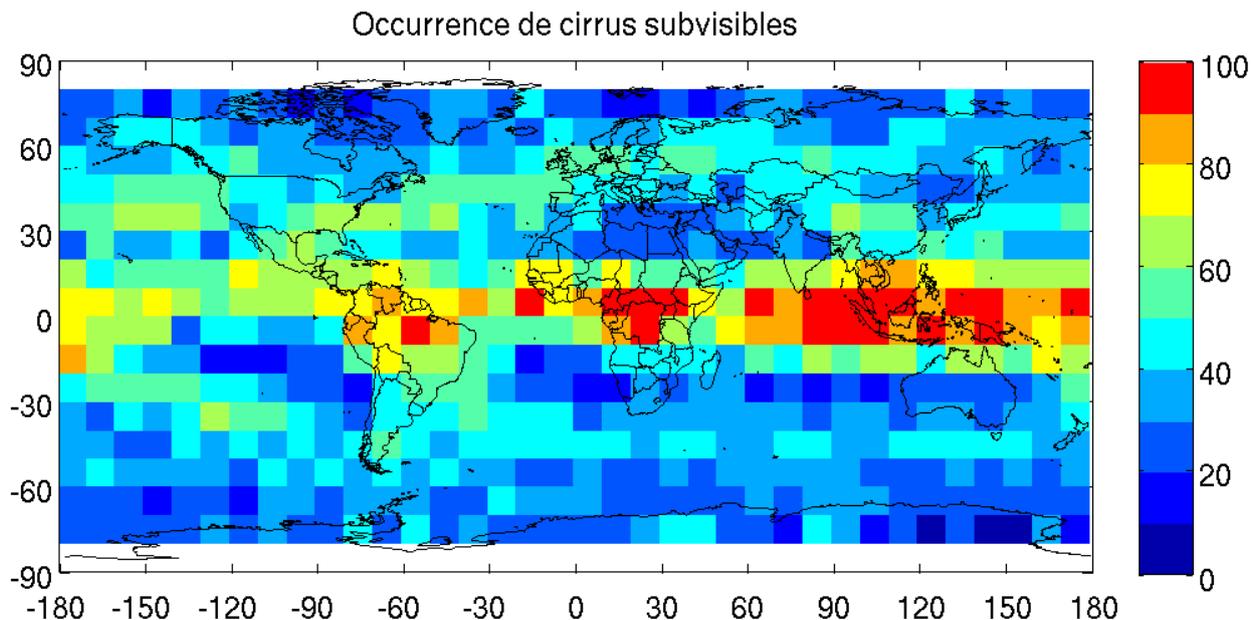


FIGURE I.25 – Fréquence d'occurrence (%) des cirrus subvisibles, toutes saisons. Source : données SAGE (1987-1991).

Ces distributions ont un pic vers les faibles valeurs, et montrent des nuages plus épais dans les tropiques (jusque 2 fois plus épais). Les distributions s'arrêtent très vite après 0.03-0.04 car les nuages plus épais (sur un kilomètre) arrêtent la description verticale de l'atmosphère.

Ceci signifie que les coefficients d'extinction par tranche de 1 km sont comparables dans les trois zones géographiques. La limite de détection de SAGE de 0.02 par tranche de 1 km mène à une limite de détection en épaisseur optique de 0.06.

Le haut de la Fig.I.27 montre les moyennes zonales des épaisseurs optique et géométrique (gauche) ainsi que de l'altitude des sommets et base des SVC (droite). La variation de l'épaisseur géométrique suit celle de l'épaisseur optique. La différence moyenne entre les altitudes des sommets et bases suit la variation de l'épaisseur géométrique.

Le bas de la Fig.I.27 montre maintenant les moyennes zonales de l'altitude (gauche) et de la pression (droite) des SVC en comparaison de celles de la tropopause. Le milieu (moyenne des bases et sommets) des SVC se rapproche de la tropopause à mesure que l'on s'éloigne de la région tropicale.

La Fig.I.28 montre finalement les distributions de l'altitude des sommets des SVC (gauche) et de la distance de ces sommets à la tropopause (droite). On note une grande différence dans l'altitude des sommets entre les moyennes latitudes et les tropiques qui reflète la hauteur de la tropopause. Dans tous les cas, les SVC sont très proches de la tropopause. L'incertitude sur le sommet des nuages déterminés avec SAGE surestime probablement la quantité de sommets situés au-dessus de la tropopause, ici davantage sur les moyennes latitudes. Avec plus de données, Wang et al. (1997) mènent une étude détaillée des distributions d'épaisseurs de nuages en fonction de la hauteur du sommet dans la zone tropicale.

Ces observations nous apportent deux conclusions importantes sur la possibilité de mettre en relation les données SAGE et TOVS :

La première conclusion se porte sur l'épaisseur optique, la Fig.I.26 montre que SAGE atteint des limites d'épaisseur optique de 0.06 alors que TOVS commence à détecter des cirrus fins à des épaisseurs optiques de l'ordre de 0.1. Il y a donc des cirrus fins trop opaques pour SAGE qui ne peuvent être déterminés par TOVS que comme ciel clair. Il sera intéressant de vérifier

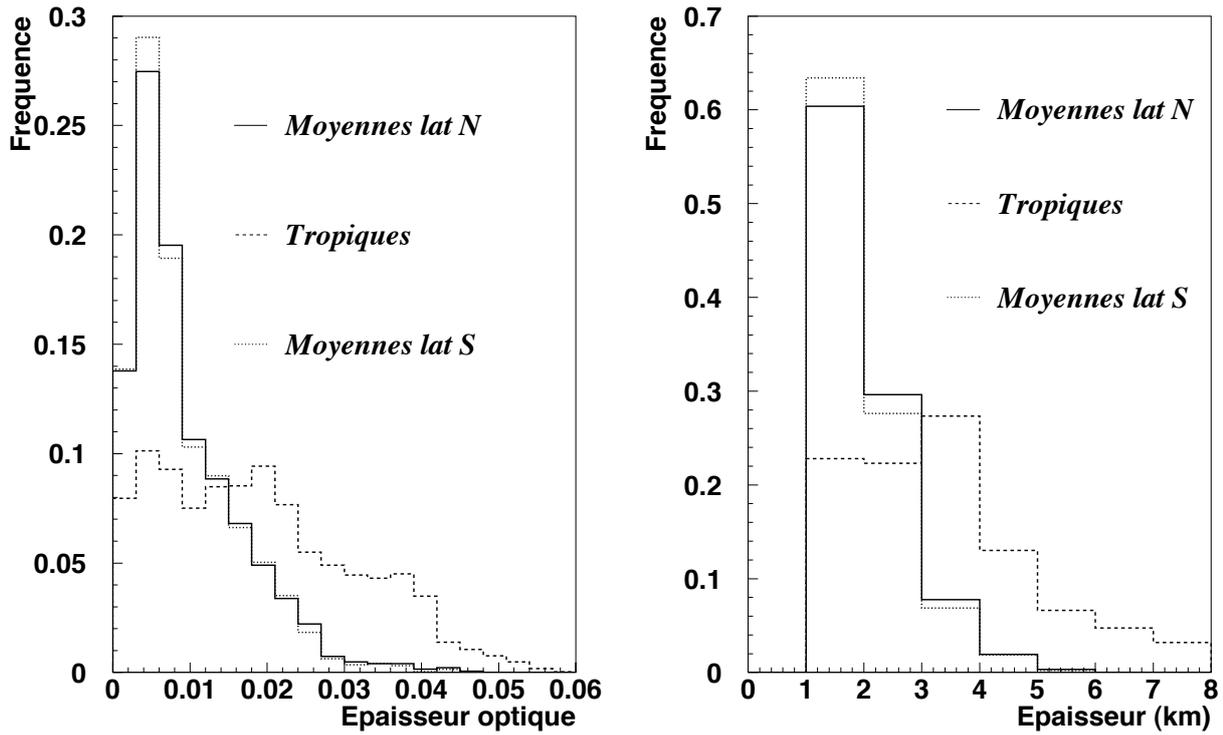


FIGURE I.26 – Distributions des épaisseurs optiques (gauche) et épaisseurs géométriques (droite) des cirrus subvisibles. Source : analyse des données SAGE (1987-1991).

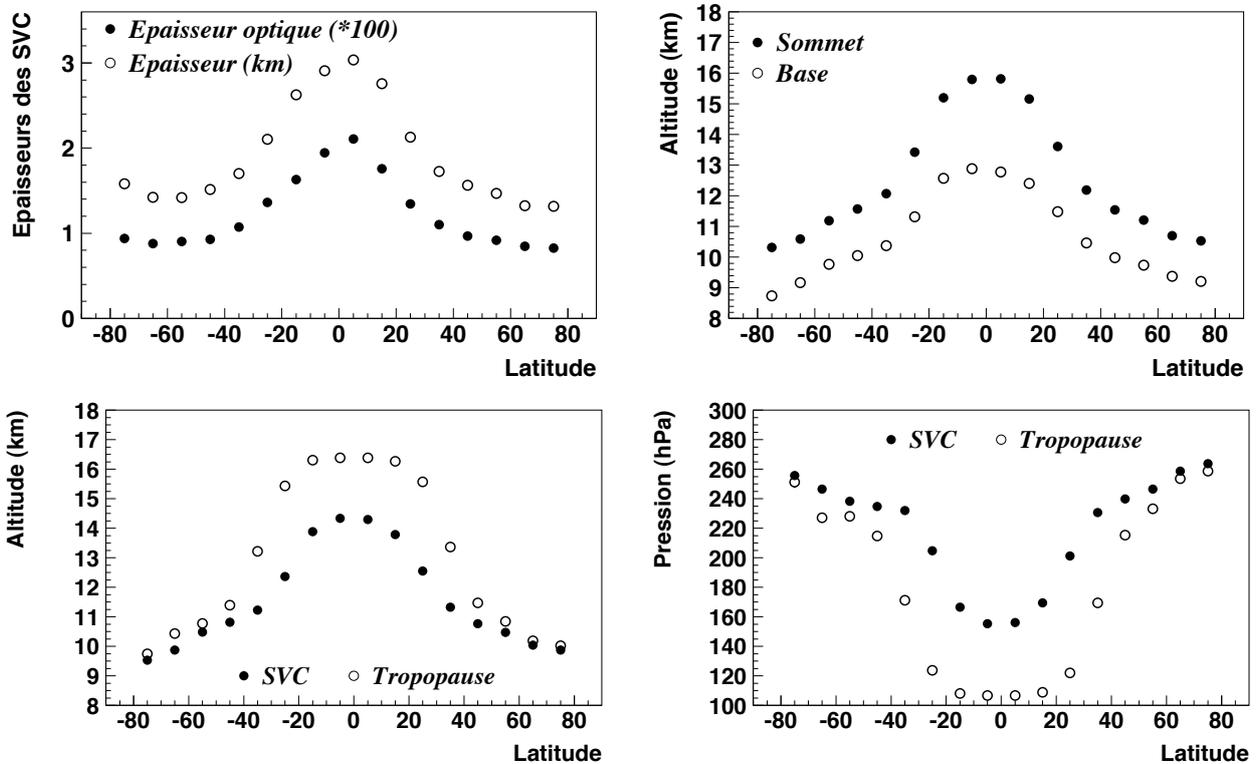


FIGURE I.27 – Haut : épaisseurs optique et géométrique moyennes (gauche) et altitude moyenne(km) des sommet et base (droite) des SVC en fonction de la latitude. Bas : altitude (gauche) et pression (droite) moyennes des SVC et de la tropopause en fonction de la latitude. Source : analyse des données SAGE (1987-1991).

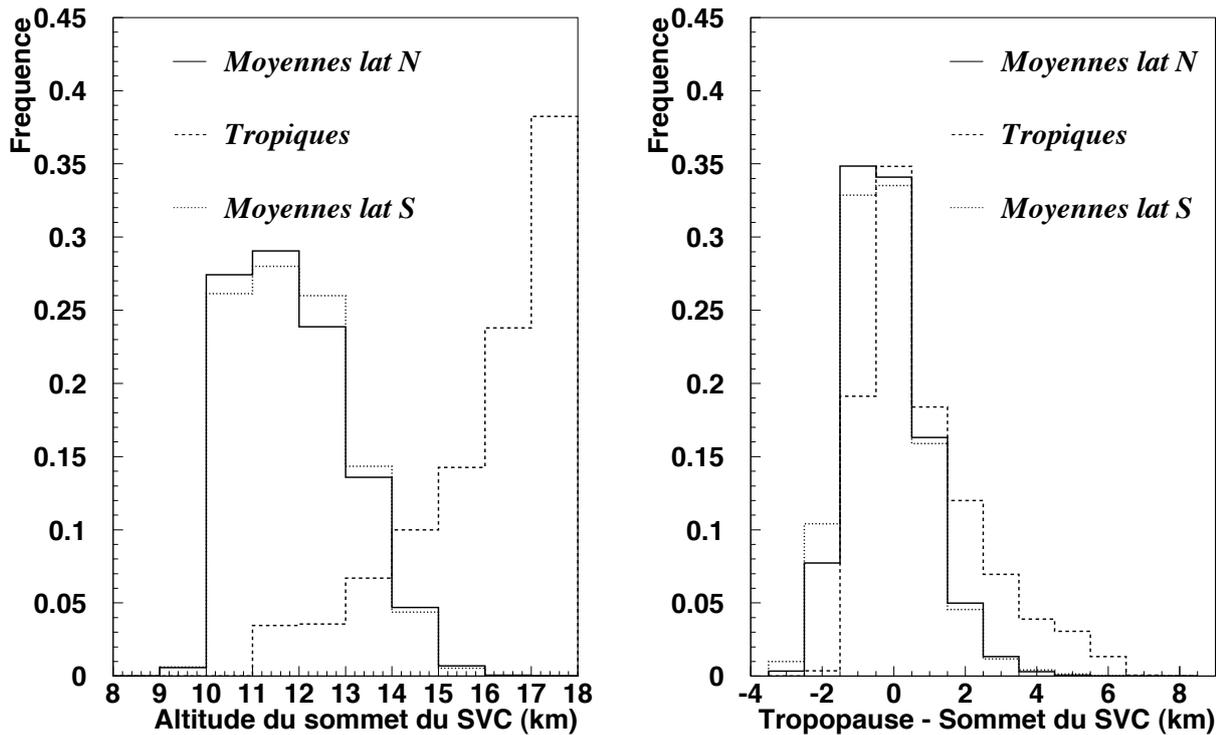


FIGURE I.28 – Distributions des altitudes (km) des sommets (gauche) et de leur distance (km) à la tropopause (droite) pour les cirrus subvisibles. Source : analyse des données SAGE.

cela par des statistiques d'occurrence croisées des types de scènes.

La deuxième conclusion concerne la position des SVC par rapport aux couches de pression TOVS. La Fig.I.27 montre que si l'on veut lier de manière stricte la présence de SVC détectés par SAGE et l'humidité relative déterminée par TOVS, de la manière dont nous avons procédé pour les distributions d'humidité relative dans les cirrus TOVS, nous ne pourrions le faire que dans la couche 100-300 hPa qui n'est pas affectée par le positionnement de la tropopause et dans laquelle se trouvent les cirrus subvisibles dans les tropiques. Cependant, nous regarderons aussi dans les moyennes latitudes dans la couche 300-500 hPa ainsi que dans la zone $\pm(20^\circ - 40^\circ)$ dans la couche 100-300 hPa.

TOVS prend des mesures vers 7h30 et 19h30 heures locales et SAGE aux levers et couchers du soleil. Même si les orbites sont différentes, il est possible sur quatre années de données de trouver de nombreuses mesures coïncidentes. Dans une fenêtre de $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$ et une heure de décalage temporel maximum nous obtenons 3132 cas colocalisés dont nous voulons d'abord vérifier la cohérence en terme d'accord sur le type de scène observée.

Accord entre les types de scènes observées (1)

Considérant la haute troposphère, la statistique des scènes claires TOVS est constituée des scènes claires et des "lmcllds" (scènes claires dans la haute troposphère même si nuageuses en-dessous). Ces scènes sont susceptibles d'abriter des cirrus subvisibles tels que SAGE peut les détecter. On classe alors comme scènes claires pour SAGE les profils totalement clairs et les situations de SVC. Les profils SAGE s'arrêtent lors de l'atténuation par des nuages horizontalement plus opaques (à partir d'une épaisseur optique d'environ 0.06). Lorsque l'atténuation a lieu à une pression inférieure à 440 hPa nous classons les scènes SAGE comme nuageuses (ou "atténuées"). La table I.4 montre alors le pourcentage de cas obtenus en croisant les infor-

mations issues de TOVS et de SAGE. Nous voyons d’abord un accord direct de 62 % dans la somme clair/clair+nuageux/nuageux. Par contre 33 % des scènes SAGE sont atténuées parmi les scènes claires TOVS, cela montre bien les limites des deux instruments : certains cirrus fins trop opaques pour SAGE sont encore trop fins pour être décelable par TOVS. Restent seulement 5 % de cas erronés qui peuvent traduire une mauvaise identification de l’altitude des nuages TOVS ou bien une fenêtre trop grande de temps et d’espace allouée pour la colocalisation.

TABLE I.4 – *Pourcentage de cas TOVS clair ou nuageux pour la haute troposphère suivant le type d’observation faite par SAGE, “clair” signifie totalement dépourvu de nuages ou uniquement cirrus subvisibles en haute troposphère, “att.” signifie que le profil a été atténué par un nuage plus opaque que SVC (notamment cirrus fins invisibles pour TOVS).*

	TOVS clair (%)	TOVS nuageux (%)
SAGE clair + SVC	40	5
SAGE att.	33	22

Accord entre les types de scènes observées (2)

De manière plus détaillée nous pouvons considérer les catégories SAGE indépendamment les unes des autres et regarder les proportions de scènes claires ou nuageuses TOVS pour chacune de ces catégories. C’est ce que montre la table I.5 avec, à droite, le nombre de colocalisations correspondant. Cette fois, nous subdivisons donc les scènes SAGE qui sont complètement claires et les SVC, ce qui permet de voir une progression de la quantité de nuages TOVS identifiée parmi les scènes SAGE à mesure que SAGE détecte des nuages de plus en plus épais. Une explication possible provient de la différence de résolution horizontale entre les deux instruments. En effet il est possible que TOVS détecte des cirrus fins en marge ou en dehors de la trace SAGE qui est longue (200 km) mais pas large (2.5 km). Cependant il est aussi possible que SAGE soit atténué par des cirrus relativement opaques et en dehors du champ de vision de TOVS, ce qui contribue à la catégorie dans laquelle SAGE est atténué mais TOVS détecte une scène claire.

TABLE I.5 – *Pourcentage de cas TOVS clair ou nuageux pour la haute troposphère suivant le type d’observation faite par SAGE, “Clair” signifie totalement dépourvu de nuages en haute troposphère, “SVC” signifie uniquement cirrus subvisibles dans la haute troposphère, “Att.” signifie que le profil a été atténué par un nuage plus opaque que SVC (notamment cirrus fins invisibles pour TOVS).*

	SAGE Clair	SAGE SVC	SAGE Att.
TOVS clair (%)	90.2	80.4	60.1
TOVS nuageux (%)	9.8	19.6	39.9
nombre d’événements	1236	168	1728

5.2 Le lidar CALIOP

La mission Cloud-Aerosol Lidar and Infrared Pathfinder Satellite Observation (CALIPSO) (Winker et al., 2003a) est le fruit d'une collaboration entre la NASA et le CNES. Ces données sont distribuées par la NASA par le centre ICARE. Le satellite fait partie du A-Train et suit Aqua et l'instrument AIRS depuis fin avril 2006 dans un intervalle de 1 à 2 minutes, permettant ainsi une synergie quasi-instantanée des mesures. CALIPSO embarque le lidar Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization (CALIOP) qui est le premier lidar spatial dédié à une mission d'observation de longue durée. Une expérience précédente de la NASA, le Lidar In-space Technology Experiment (LITE) (Winker et al., 1996), menée sur 19 jours à partir de la navette spatiale américaine Discovery, avait prouvé l'intérêt d'une telle mission. Un lidar est un instrument actif : il utilise un faisceau laser polarisé qu'il émet et dont il capte le signal de retour. La dépolarisation de ce dernier permet de discerner les couches verticales (sommets et bases) formées par les nuages d'eau ou par les nuages de glace ainsi que par les aérosols (voir par exemple Sassen, 1991; Winker et al., 2007). Comparé aux lidars qui mesurent depuis le sol, le rapport signal/bruit est moins performant depuis l'espace car CALIOP est bien plus éloigné des scènes observées. En particulier, le bruit des mesures est plus élevé pendant le jour à cause du rayonnement solaire dans les mêmes longueurs d'onde (532 et 1064 nm).

Les performances de CALIOP sont résumées dans Winker et al. (2007, 2009). Le lidar procure des profils atmosphériques verticaux très détaillés des bases et sommets des couches nuageuses à une résolution de 60 m entre 8.2 et 20.2 km. Par contre, la visée est uniquement au nadir avec une largeur très faible de 90 mètres, l'acquisition de chaque mesure est faite en échantillonnant le signal rétrodiffusé le long d'une marque au sol de 333 m. Les données brutes de niveau 1 (L1) fournissent ainsi les profils mesurés tous les 333 m. Dans le niveau 2 (L2) ces profils sont moyennés à 5 km, 20 km, ou 80 km pour atténuer le bruit du signal et permettre la détection des nuages les plus fins. On utilisera de la version 2 des données CALIOP de niveau 2 (L2) "nuages" pour les altitudes des sommets et bases des nuages. La transformation des altitudes aux pressions correspondantes est faite à l'aide des profils du Global Modeling and Assimilation Office (GMAO) qui sont disponibles avec les données de niveau 1 (L1).

La sensibilité de la technique utilisée est telle que le laser peut détecter des cirrus subvisibles dont les épaisseurs optiques descendent jusqu'à 0.01 (Winker et al., 2003a). Par contre, les nuages opaques ne laissent pas passer le faisceau et il n'est pas possible de déterminer correctement un profil vertical à partir du moment où le signal est totalement atténué. Ceci est le cas pour des épaisseurs optiques à partir de 5 (Winker et al., 2003a). Lorsque toute l'atmosphère est traversée un écho de surface est observé. Une estimation du nombre moyen de cirrus traversés avec succès par le lidar est de 82 % des cirrus détectés (70 % environ au-dessus de la convection profonde).

Pour illustrer ces capacités et limites la Fig.I.29 montre une série de profils CALIOP pris au-dessus de la zone de convergence intertropicale. Nous voyons clairement un cirrus très étendu (plusieurs centaines de kilomètres) qui colle à la tropopause (tirets noirs) avec parfois une seconde couche de cirrus, de stratus, ou de petits nuages près du sol. L'écho de surface est visible sur la partie droite de la figure.

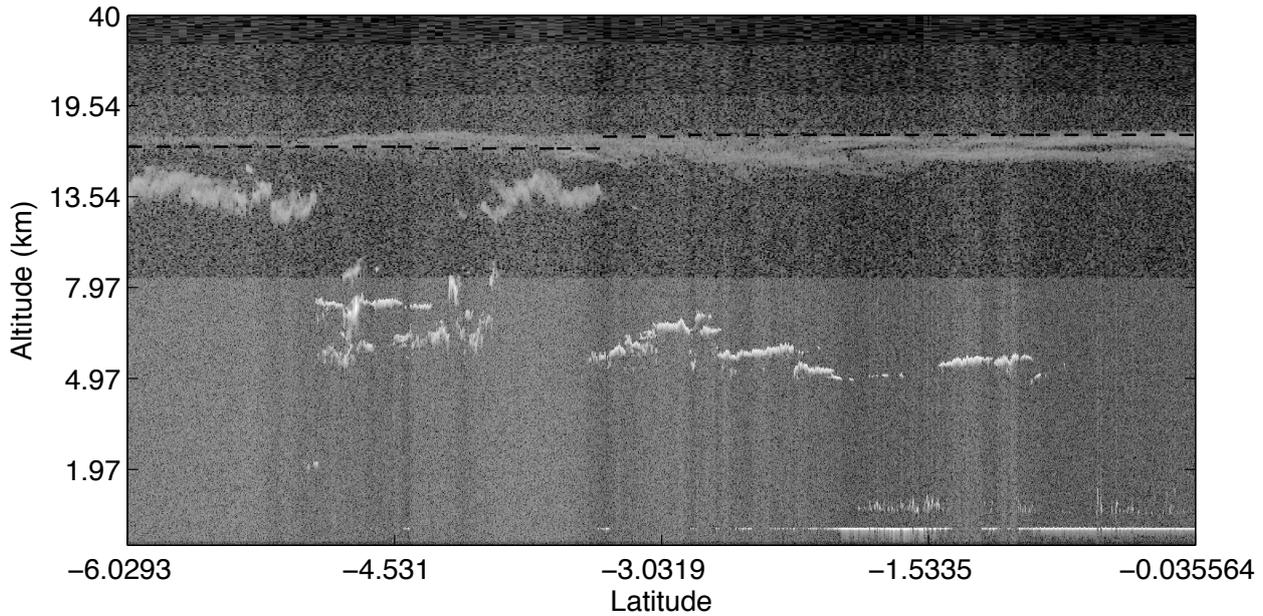


FIGURE I.29 – Profils CALIOP au-dessus de la zone de convergence tropicale (longitude vers 1°), janvier 2007. En tirets noirs : tropopause des données CALIOP. Source : analyse des données CALIOP (2007-2008).

Les cirrus vus par CALIOP

Depuis le sol il est impossible de percevoir les couches de nuages les plus hautes quand des nuages bas cachent le haut de la troposphère. Depuis l'espace CALIOP s'affranchit de cette limite. Il permet une description très précise de la plupart des situations nuageuses de la haute troposphère et en révèle la complexité des structures. Même en se restreignant aux nuages de glace de nombreuses couches de nuages peuvent apparaître, parfois espacées de quelques centaines de mètres comme le montre la Fig.I.29.

Certains systèmes s'agrègent en une couche simple qui peut être très épaisse, la Fig.I.30 montre deux distributions (tropiques et moyennes latitudes) de l'épaisseur de la première couche de nuage haut détectée. Notons la différence avec les distributions de l'épaisseur des SVC par SAGE dans la Fig.I.26 qui est due aux différences de résolution horizontale des deux instruments mais aussi à la sensibilité de CALIOP à des cirrus autres que subvisibles.

Des analyses peuvent aussi être effectuées en séparant l'analyse par couches de nuages, la description commençant toujours par la couche la plus haute. La Fig.I.31 montre par exemple les distributions des altitudes et des températures des première et deuxième couches de nuages hauts détectés par CALIOP dans les tropiques (gauche) et dans les moyennes latitudes (droite).

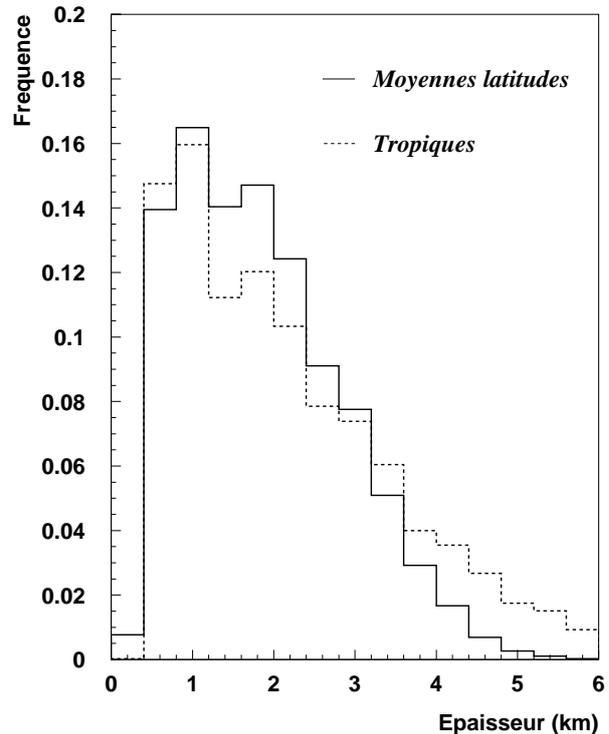


FIGURE I.30 – Distribution des épaisseurs de la première couche de nuages hauts. Tropiques et moyennes latitudes. Source : analyse des données CALIOP.

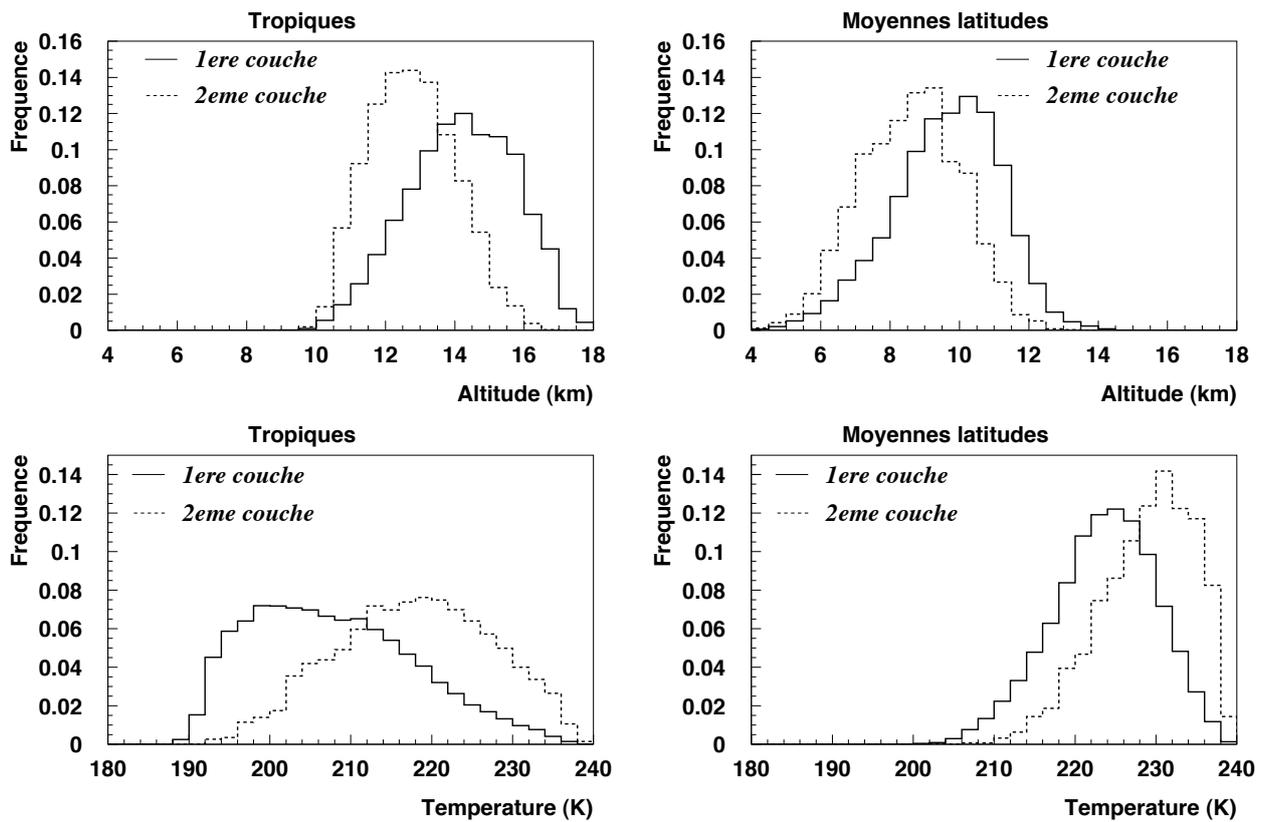


FIGURE I.31 – Distributions des altitudes (haut, km) et de la température (bas, K) des milieux apparents de la première et de la deuxième couche détectées par CALIOP. Tropiques (gauche) et moyennes latitudes (droite). Les nuages sont gardés lorsque la température est inférieure à 240 K. Source : analyse des données CALIOP (2007-2008).

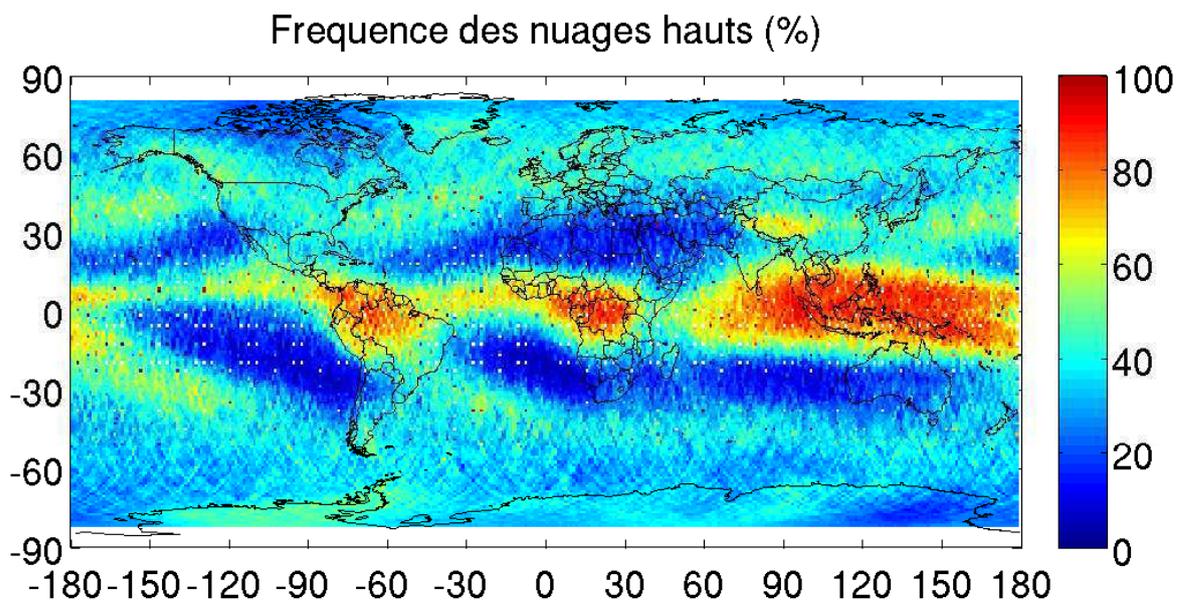


FIGURE I.32 – Fréquence d'occurrence (%) des nuages hauts détectés par CALIOP. Source : analyse des données CALIOP (2007-2008).

On retrouve dans ces résultats la variation latitudinale de la température et de l'altitude des cirrus qui suit globalement la tropopause. Si l'on s'intéresse à l'occurrence des nuages hauts, comme cela a été montré avec TOVS, SAGE ou AIRS, nous pouvons déterminer leur fréquence d'occurrence en faisant une statistique simple sur la présence ou non de nuages de glace (Fig.I.32). On remarque que la sensibilité de CALIOP permet de détecter un nombre de cirrus plus élevé que AIRS et TOVS. Sur ce point une comparaison inter-instrumentale sera présentée dans la section 5.5. On remarque enfin l'effet de l'échantillonnage des mesures CALIOP avec une trace tous les 1000 km environ.

Apports du A-Train et colocalisations AIRS-CALIOP

La configuration du A-Train a été conçue pour disposer de colocalisations spatio-temporelles quasiment parfaites de différents types de capteurs. Dans notre étude, les meilleures résolutions de AIRS par rapport à TOVS et la description verticale plus précise des couches nuageuses par CALIPSO en comparaison avec SAGE sont des avantages indéniables. Leur synergie est encore un atout supplémentaire. La Fig.I.33 montre que l'on peut soit considérer les tirs de CALIOP qui se situent dans certains des spots AIRS (dont l'hétérogénéité des propriétés nuageuses est soulignée par les niveaux de gris) ou l'ensemble des tirs qui survolent l'empreinte AMSU de 40-45 km. Suivant le cas d'étude nous préférons utiliser les bases de données colocalisées par spot ou par golfball.

Il arrive que la trace CALIOP ne passe pas rigoureusement au centre du golfball AIRS. Dans la colocalisation par spot il existe **au plus** trois spots intersectés par cette trace, nous mettons en relation ceux-ci avec le tir CALIOP le plus près. Dans la colocalisation par golfball nous collectons les 5 tirs CALIOP les plus près du centre du golfball, c'est un compromis entre la volonté d'avoir suffisamment de représentativité de la zone traversée par CALIOP et le nombre de tirs pouvant se situer à l'intérieur du golfball.

Alors que la fauchée de AIRS permet chaque jour une couverture quasi-globale de la Terre, la visée au nadir de CALIOP n'est qu'un mince pinceau dont les passages à la même latitude sont espacés d'environ 1000 km. Les colocalisations AIRS-CALIOP n'utilisent donc qu'une faible partie de la statistique totale de AIRS.

La Fig.I.34 représente par exemple, pour le 1^{er} janvier 2007, quelques golfballs AIRS colorés en fonction de l'humidité relative calculée pour la couche 200-250 hPa (bleu : faible, rouge : élevée) avec la trace CALIOP pour le même jour qui passe un peu à l'Est du milieu de la fauchée AIRS. Les golfballs sont tous montrés à la même échelle, en réalité l'empreinte AMSU s'élargit avec l'angle de visée. Il est intéressant de constater quelques cellules convectives par des valeurs isolées présentant une humidité relative élevée. L'absence d'empreinte signifie que le profil d'humidité AIRS n'est pas de bonne qualité (impossibilité d'obtenir une inversion), cela est flagrant au-dessus des Andes mais aussi au sein de poches d'air trop nuageuses.

Nous avons colocalisé les deux années complètes 2007 et 2008 et disposons de deux jeux de données colocalisées AIRS (spot)-CALIOP et AIRS (golfball)-CALIOP.

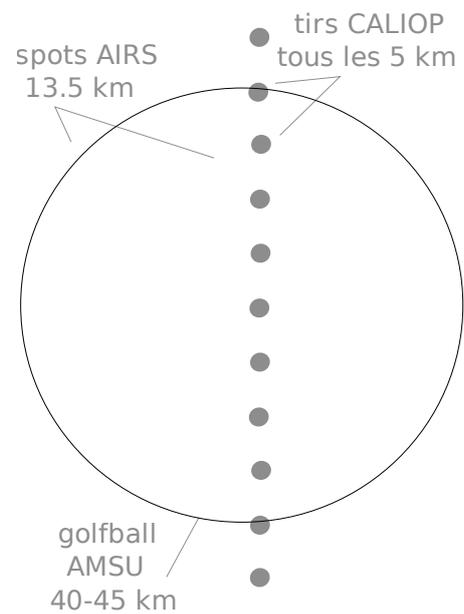


FIGURE I.33 – Schéma de la colocalisation entre un golfball AMSU et ses 9 spots AIRS avec les tirs de CALIOP.

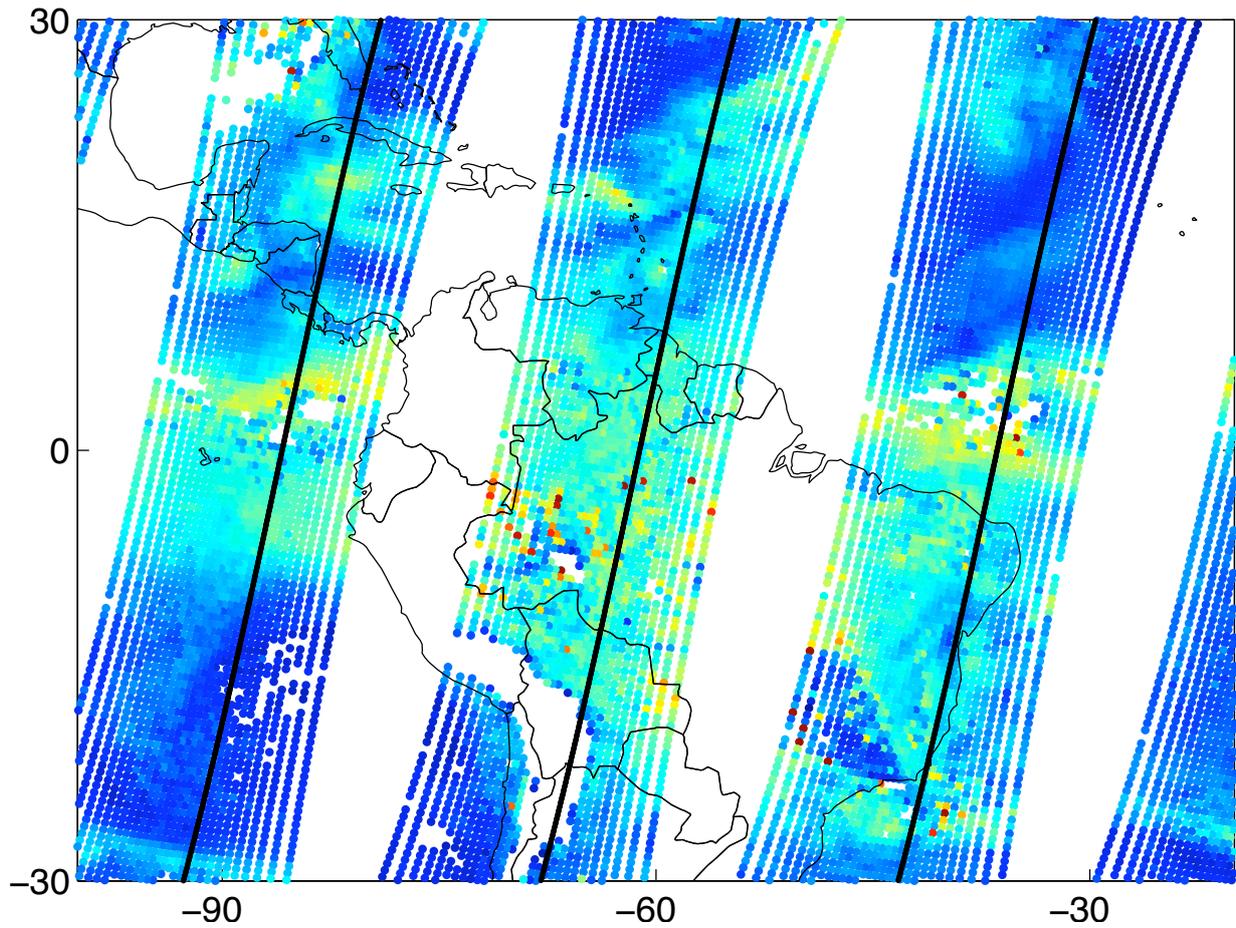


FIGURE I.34 – Exemple d’empreintes AIRS montrant l’humidité relative à 200-250 hPa (bleu : faible, rouge : élevée) et la trace CALIOP proche du milieu de la fauchée AIRS. Source : analyse des données AIRS et CALIOP.

Evaluation des propriétés nuageuses AIRS avec CALIOP

C’est la base de données colocalisées par spot qui a permis de déterminer les seuils de distinction des scènes claires et nuageuses dans l’inversion des propriétés nuageuses à partir de AIRS de la section 4.2. Pour évaluer les altitudes des nuages AIRS les pressions apparentes p_{mid} (moyenne des pressions de la base et du sommet des nuages) des couches nuageuses CALIOP sont comparées aux pressions p_{cld} qui sortent de l’inversion AIRS-LMD. Des coupures sont réalisées pour ne pas considérer les nuages CALIOP trop fins optiquement pour être détectés par AIRS. Lorsque plusieurs couches nuageuses sont détectées par CALIOP nous utilisons la couche la plus proche de p_{cld} .

La Fig.I.35 montre alors les distributions des différences $p_{cld} - p_{mid}$ obtenues avec l’inversion AIRS-LMD (trait continu) contre l’inversion AIRS-NASA (tirets) dans trois bandes de latitude (tropiques, moyennes latitudes, zones polaires). Tous les types de nuages sont confondus. L’inversion-LMD est meilleure, mieux centrée et moins dispersée.

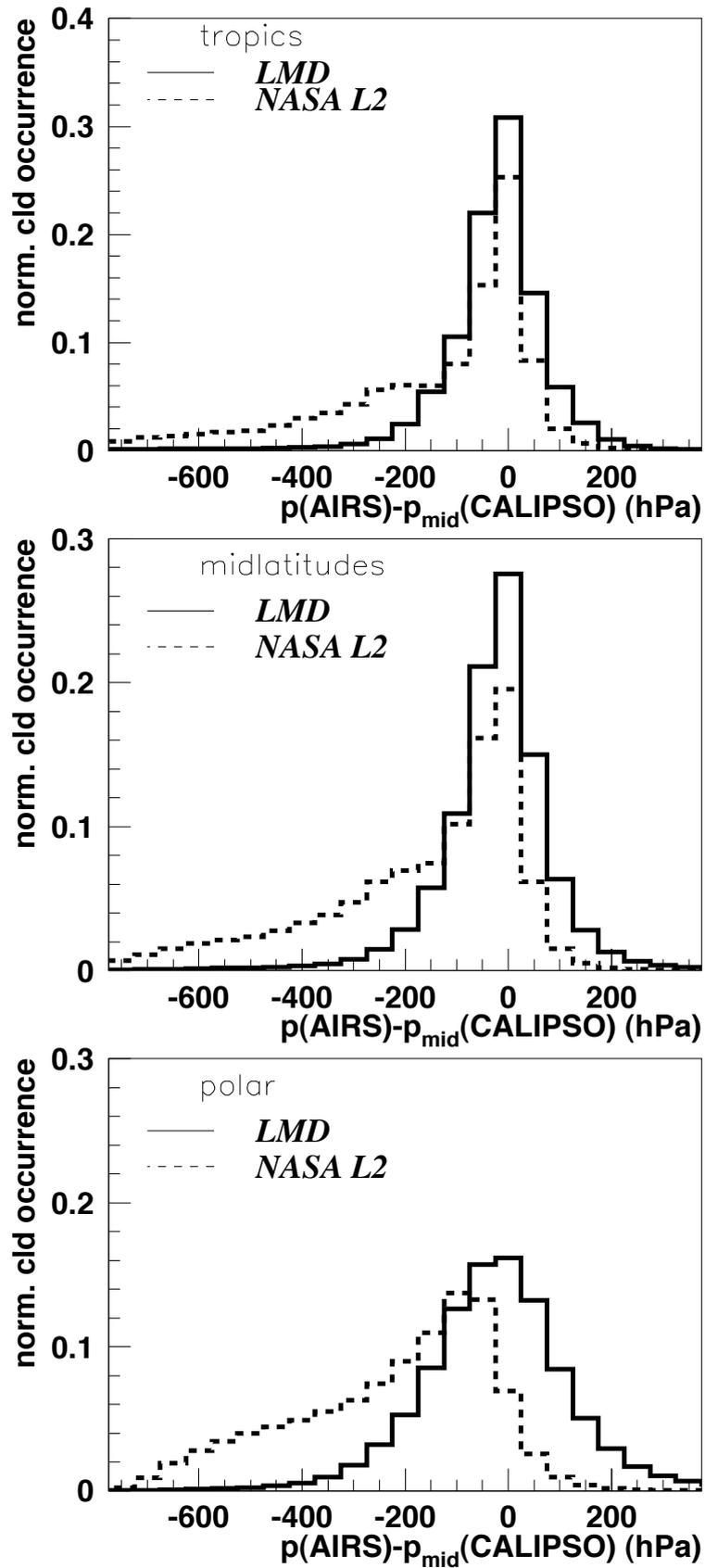


FIGURE I.35 – Evaluation des altitudes (hPa) p_{cld} des nuages issus de l'inversion AIRS-LMD par des mesures coïncidentes de CALIOP. Comparaison entre l'inversion LMD (trait continu) et le produit AIRS L2 (tirets). Source : Stubenrauch et al. (2010).

Détermination de l'épaisseur optique apparente du nuage le plus haut

La colocalisation par spot a également été utilisée pour la détermination de l'épaisseur optique du nuage le plus haut détecté par CALIOP. Ceci nécessite en effet la comparaison entre les émissivités des nuages AIRS et les épaisseurs optiques CALIOP qui sont dans un premier temps "apparentes" car non corrigées de la diffusion multiple.

Les épaisseurs optiques des nuages CALIOP distribuées par la NASA et le centre ICARE sont encore préliminaires. Au début de cette étude la NASA ne distribuait pas d'épaisseurs optiques (version 1). Pour cette raison nous avons donc estimé nous-mêmes l'épaisseur optique du nuage le plus haut en analysant le signal rétrodiffusé à 532 nm dans les données L1 en les combinant avec le masque nuageux des données L2. La méthode employée repose sur celle de (par exemple) Chen et al. (2002), elle utilise le rapport entre le signal sous le nuage le plus haut S_{cld} et le signal moléculaire (ou de ciel clair) en absence de nuage (Fig.I.36). Le signal moléculaire S_{mol} est obtenu en moyennant des profils clairs sur 5 jours dans des régions de 15° lat \times 15° lon, en différenciant terre et mer. L'épaisseur optique est donnée par $\tau = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{S_{mol}}{S_{cld}} \right)$ en moyennant au préalable S_{mol} et S_{cld} sur une vingtaine de profils verticaux pour effacer le bruit. Après la traversée du premier nuage le signal est déjà atténué par celui-ci et nous ne pouvons plus le comparer au signal moléculaire, c'est la raison pour laquelle nous ne faisons le calcul que pour le nuage le plus haut, en gardant aussi une distance de sécurité aux autres nuages éventuels en-dessous.

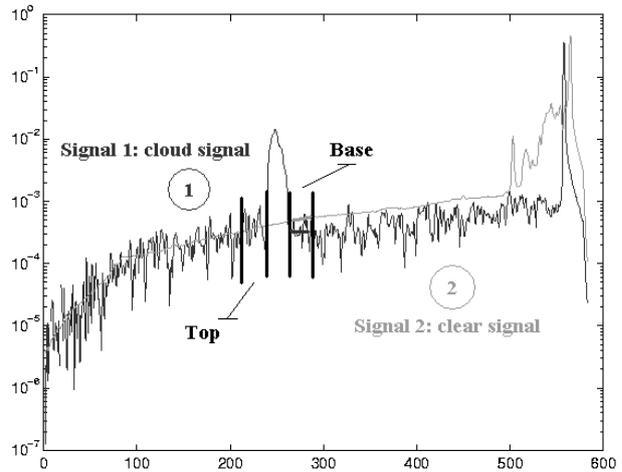


FIGURE I.36 – Schéma de la méthode employée pour la détermination des épaisseurs optiques. Abscisse : altitude du sommet de l'atmosphère (0) jusqu'au sol (600). Ordonnée : signal rétrodiffusé. Source : analyse des données CALIOP.

Estimation de l'effet induit par la diffusion multiple

Les épaisseurs optiques ainsi déterminées ne sont que des épaisseurs optiques "apparentes", la diffusion multiple rend ces épaisseurs plus faibles qu'elles ne le sont en réalité. Si τ_{LID} est l'épaisseur optique déterminée par notre méthode, l'épaisseur optique réelle sera

$$\tau_{VIS} = \tau_{LID}/\eta \quad (5.1)$$

où $\eta \leq 1$ est le coefficient de diffusion multiple (introduit par Platt, 1973). Il dépend notamment des caractéristiques du capteur et de la distance à la cible. Pour un lidar spatial η devrait être plus petit que 0.5 (Chepfer et al., 1999), cependant Winker (2003b) suggère pour CALIOP une valeur entre 0.6 et 0.75 après des simulations Monte Carlo. Ce facteur peut aussi varier avec τ_{LID} et les propriétés microphysiques de la source observée. Chen et al. (2002) suggèrent que η augmente à mesure qu'on se rapproche de conditions de diffusion simple ($\eta = 1$) lorsque $\tau \rightarrow 0$. Comstock and Sassen (2001) font la même suggestion en se référant à un calcul de Nicolas et al. (1997) et utilisent un η entre 0.6 et 0.9, croissant quand $\tau \rightarrow 0$.

Nous avons proposé dans Lamquin et al. (2008) une méthode pour estimer ce coefficient et ainsi être en mesure de corriger l'épaisseur optique τ_{LID} . Sur une bande de latitude comprise

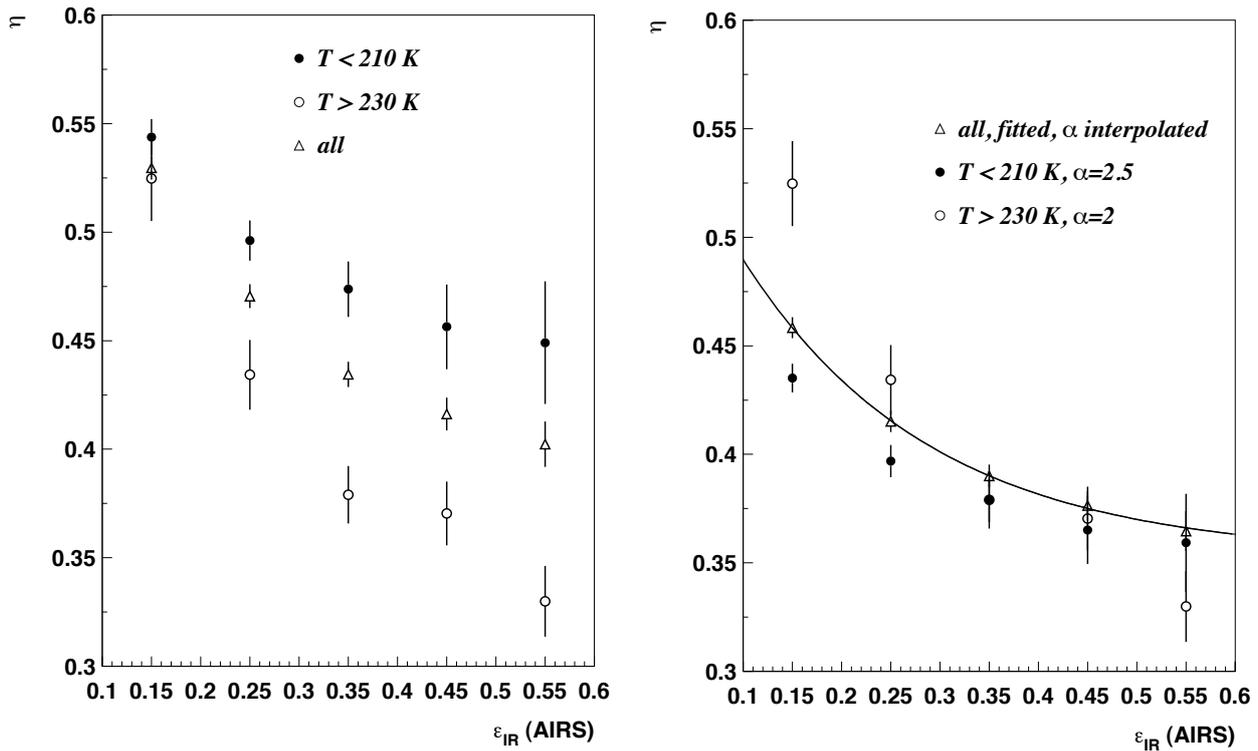


FIGURE I.37 – Gauche : coefficient de diffusion multiple η en fonction de l'émissivité infrarouge AIRS ϵ_{IR} pour deux plages de températures bien distinctes $T < 210\text{ K}$, $T > 230\text{ K}$ et pour tous les cas. Le coefficient α est constant égal à 2. Droite : même chose mais avec $\alpha = 2.5$ pour les cas les plus froids et une interpolation $\alpha(T)$ pour le cas incluant toutes les scènes qui est interpolé. Source : Lamquin et al. (2008).

entre 30° N et 30° S nous comparons τ_{LID} et l'émissivité des nuages déterminée avec les mesures instantanément colocalisées de AIRS. Cette émissivité ϵ_{IR} (entre 0 et 1) est liée à τ_{VIS} par

$$\epsilon_{IR} = 1 - \exp(-\tau_{VIS}/\alpha) \quad (5.2)$$

ou, de manière équivalente, par

$$\tau_{VIS} = -\alpha \ln(1 - \epsilon_{IR}) \quad (5.3)$$

où α est le rapport extinction-sur-absorption qui vaut 2 pour des particules dont la taille caractéristique est plus grande que la longueur d'onde. Pour des cirrus contenant des petites particules de glace α peut être plus grand que 2 (par exemple : Minnis et al., 1993; Sassen and Comstock, 2001b; Platt et al., 2002).

Pour la comparaison avec CALIOP nous ne gardons que les émissivités AIRS plus grandes que 0.1 et plus petites que 0.6 pour tenir compte des sensibilités des deux instruments. Aussi les pressions des nuages déterminées à partir de AIRS doivent être à 50 hPa près des pressions des nuages déterminées à partir de CALIOP. Ceci nous permet de déterminer η en fonction de ϵ_{IR} par

$$\eta(\epsilon_{IR}) = \frac{\tau_{LID}}{-\alpha \ln(1 - \epsilon_{IR})}. \quad (5.4)$$

Si nous déterminons une épaisseur optique apparente moyenne $\bar{\tau}_{LID}$ par interval de ϵ_{cld} , ceci permettra de déterminer une relation moyenne $\eta(\tau_{LID})$ qui corrigera les épaisseurs optiques apparentes τ_{LID} .

La microphysique des cirrus (la taille des cristaux) peut dépendre de la température, ce qui induit une incertitude sur α . Pour cette raison nous examinons d'abord, à α fixé à 2, (Fig.I.37,

gauche) la relation $\eta(\epsilon_{IR})$ pour deux classes de températures bien distinctes ($T < 210$ K et $T > 230$ K) ainsi que pour toutes les scènes confondues.

La Fig.I.37, gauche, montre que η diminue plus lentement avec ϵ_{IR} pour les cirrus froids que pour les cirrus plus chauds. On s'attend en effet à avoir des cristaux de glace plus petits dans les cirrus les plus froids que dans les cirrus les plus chauds (par exemple : Heymsfield and Platt, 1983; Donovan, 2003). Les cirrus les plus chauds doivent contenir des cristaux larges pour lesquels α doit être égal à 2. Rädcl et al. (2003) ont montré en analysant les données TOVS Path-B que le diamètre effectif D_e moyen des cristaux de glace des cirrus semi-transparent ($\epsilon_{IR} \in [0.3, 0.85]$) est $55 \mu\text{m}$. A la résolution horizontale de AIRS la collection de tailles et de formes des cristaux observée mène à des valeurs moyennes de D_e de l'ordre de celle déterminées par Rädcl et al. (2003). Dans Platt et al. (2002) des valeurs théoriques de α sont montrées en fonction du diamètre effectif D_e des cristaux de glace, des valeurs de $\alpha > 2.5$ ne sont atteintes que pour des $D_e < 20 \mu\text{m}$. Un maximum de $\alpha = 2.5$ est donc une bonne approximation pour les cirrus les plus froids.

En prenant en compte la variabilité de α , la Fig.I.37, droite, montre maintenant la relation $\eta(\epsilon_{IR})$ pour des valeurs de α fixées à 2 pour les cirrus les plus chauds ($T > 230$ K) et 2.5 pour les cirrus les plus froids ($T < 210$ K). Les comportements de η en fonction de ϵ_{IR} se rapprochent alors. La courbe moyenne de la Fig.I.37, droite, est obtenue en utilisant un $\alpha(T)$ linéairement interpolé entre les deux bornes 2 et 2.5 pour, respectivement $T = 230$ K et $T = 210$ K au-delà desquelles α est gardé constant (à 2 ou à 2.5).

Dans tous les cas η décroît avec l'augmentation de ϵ_{IR} en accord qualitatif avec Comstock and Sassen (2001) et Chen et al. (2002). La prise en compte de la variabilité de α mène à une relation moyenne $\eta(\epsilon_{IR})$ dont une incertitude est estimée à $\delta\eta = 0.1$. En reliant $\eta(\epsilon_{IR})$ et les valeurs de $\bar{\tau}_{LID}$ calculées implicitement dans la relation $\eta(\epsilon_{IR})$ nous déterminons alors la relation moyenne :

$$\eta(\tau_{LID}) = 0.36 + 0.19 \exp(0.31 - 5.97 \tau_{LID}) \quad (5.5)$$

Cette étude, qui fait partie de l'article Lamquin et al. (2008), avait été réalisée dans la bande de latitudes 30° N - 30° S car, à l'époque, nous n'avions que les propriétés nuageuses AIRS-LMD dans cette bande de latitudes (Stubenrauch et al., 2008). Un rapide calcul sur les moyennes latitudes a montré, avec les propriétés nuageuses AIRS-LMD globales, que le facteur $\eta(\tau_{LID})$ déterminé pour cette bande de latitudes correspond à peu près celui de la Fig.I.37 pour les températures les plus élevées. Cela correspond au fait que les cirrus sont plus chauds dans les moyennes latitudes que dans les tropiques. Nous garderons cependant l'expression 5.5.

Distributions d'épaisseurs optiques

La Fig.I.38 présente des distributions des épaisseurs optiques obtenues à partir de l'algorithme précédent et comparé à celles des données CALIOP L2 (version2). La statistique est constituée de 2 années globales pour des cirrus sans autre nuage en-dessous et dont la température de base est inférieure à 243 K pour assurer qu'ils sont composés de glace. Il existe dans les données CALIOP L2 des critères de qualité pour les épaisseurs optiques et la sélection des données ne considère que les données de bonne qualité.

Les épaisseurs optiques CALIOP L2 apparaissent plus faibles et plus piquées. Une raison est que la diffusion multiple n'est pas assez prise en compte dans les données CALIOP L2 et que les épaisseurs optiques y restent trop faibles. En effet, nous rappelons que Winker (2003b) suggère η entre 0.6 et 0.75.

Pour les mêmes cirrus, la Fig.I.39 distingue des distributions d'épaisseurs optiques corrigées par la fonction $\eta(\tau_{LID})$ dans les tropiques à 150-200 hPa et dans les moyennes latitudes à 300-400 hPa. Dans la partie III nous séparerons en effet ces cirrus en un groupe d'épaisseurs optiques faibles et un groupe d'épaisseurs optiques fortes. Pour tenir compte des différences régionales et des incertitudes sur la détermination de η nous séparerons par les seuils $\tau < 0.3$ et $\tau > 0.6$ pour les tropiques et par les seuils $\tau < 0.5$ et $\tau > 1$ pour les moyennes latitudes.

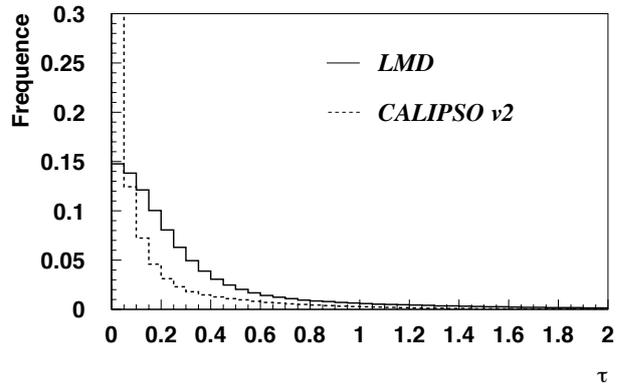


FIGURE I.38 – Distributions d'épaisseurs optiques des cirrus estimées pour CALIOP après correction par la fonction $\eta(\tau_{LID})$ et obtenues à partir des données CALIOP L2.

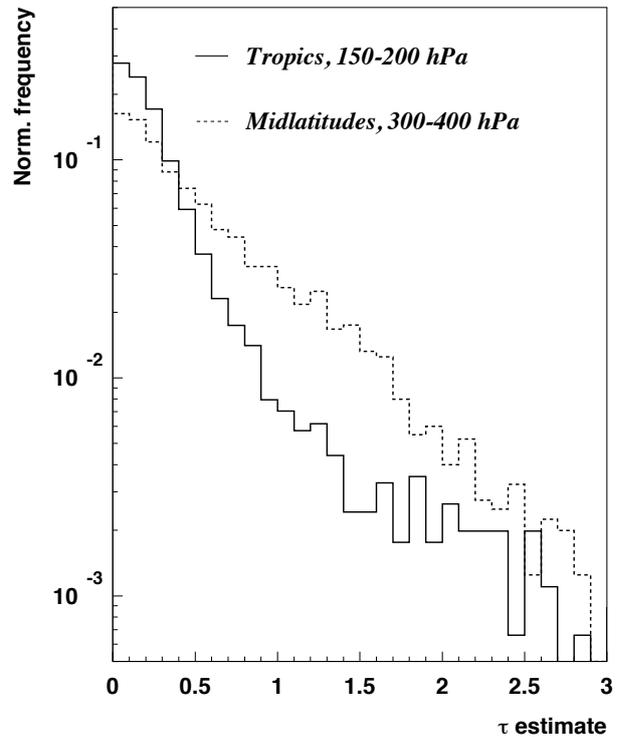


FIGURE I.39 – Distributions d'épaisseurs optiques des cirrus estimées pour CALIOP après correction par la fonction $\eta(\tau_{LID})$ dans les tropiques à 150-200 hPa et dans les moyennes latitudes à 300-400 hPa.

5.3 La campagne aéroportée MOZAIC

La campagne aéroportée Measurements of OZone and water vapour by in-service Airbus airCRAFT (MOZAIC) a pris des mesures de vapeur d'eau, de température, de pression, de teneur en oxydes d'azote et en ozone à partir d'instruments embarqués sur des avions de ligne (Marenco et al., 1998). MOZAIC fournit une collection conséquente de mesures in situ de la haute troposphère entre août 1994 et décembre 2007. La base de données couvre les principales voies aériennes des compagnies européennes mais n'est pas représentative d'un inventaire global du trafic aérien. Cependant, la précision des mesures de vapeur d'eau est un atout pour la détection de la sursaturation en glace dans la haute troposphère (Gierens et al., 1999). Néanmoins, le type d'instruments embarqués (sondes) ne permet pas l'obtention de profils verticaux des grandeurs physiques mesurées. Les mesures sont, en effet, prises à l'altitude de vol de l'avion. Celle-ci varie peu en dehors des phases de décollage et d'atterrissage.

Pour illustrer cela la Fig.I.41 montre un profil de la pression atmosphérique et de l'humidité relative au cours d'un vol long de la campagne MOZAIC (gauche) ainsi qu'un détail de ceux-ci sur une durée de 30 minutes (droite). En effet, nous réaliserons une colocalisation des mesures MOZAIC et des mesures de AIRS dans une fenêtre de 30 minutes. L'humidité relative est donnée par rapport à la glace et uniquement lorsque la température est inférieure à 243 K.

La campagne de mesures se poursuit à l'heure actuelle au sein du programme IAGOS (Integration of routine Aircraft measurements into a Global Observing System) avec bientôt la possibilité de détecter des cristaux de glace et de déterminer ainsi si l'avion vole à l'intérieur ou à l'extérieur d'un cirrus (Jean-Pierre Cammas, communication personnelle).

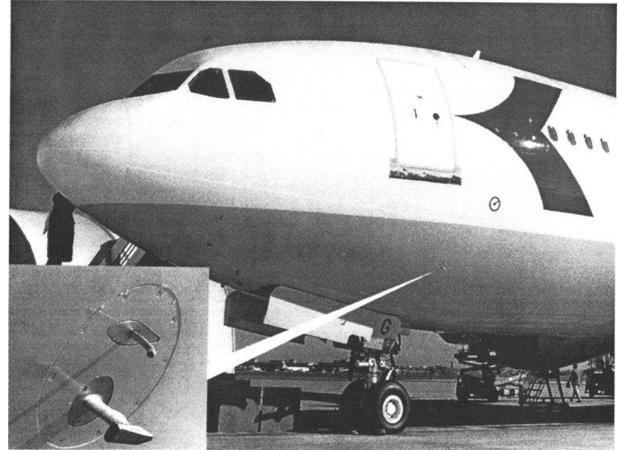


FIGURE I.40 – Sondes pour les mesures d'ozone et de vapeur d'eau embarquées sur les avions commerciaux pour la campagne MOZAIC. Source : Marenco et al. (1998)

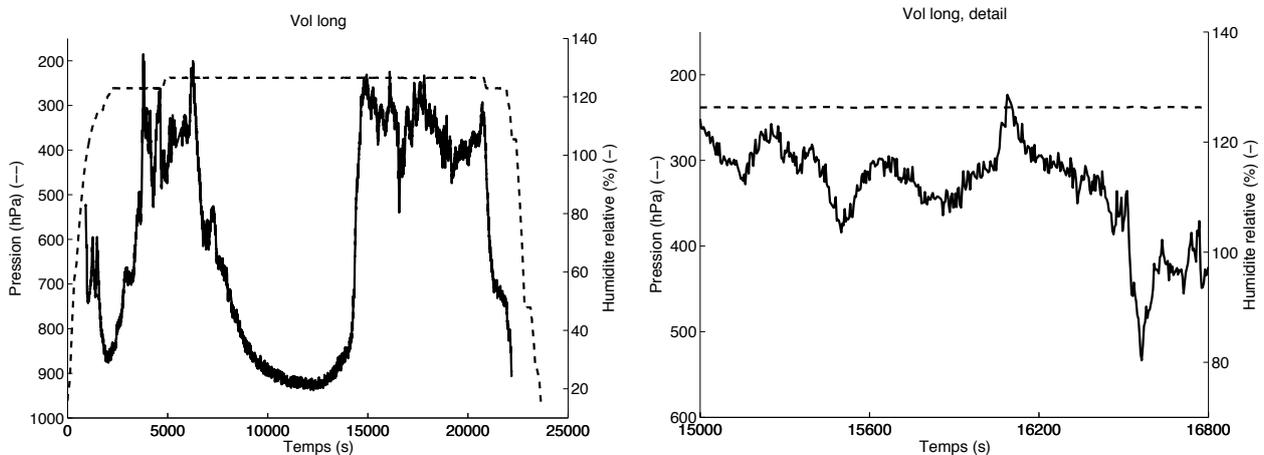


FIGURE I.41 – Profil d'altitude (hPa) et d'humidité relative (glace, à partir de $T = 243$ K) d'un vol de la campagne MOZAIC (gauche). Détail de 30 minutes de vol dans une région sursaturée (droite).

5.4 La base de données du trafic aérien AERO2k

Le projet AERO2k du 5^{ème} programme-cadre de l'Union Européenne est un inventaire global du trafic aérien pour l'année 2002 (Eyers et al., 2004). Il fournit sur une base mensuelle le total de la distance parcourue par les avions civils et militaires et de leurs émissions estimées de gaz et de vapeur d'eau à une résolution horizontale de $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$ et une résolution verticale de 500 pieds (environ 150 m). Cet inventaire a nécessité l'utilisation de plusieurs bases de données auxiliaires (comme la base de la Back Aviation (Back Information Services, 2002)) qui ont été harmonisées. Il a notamment été utilisé pour l'étude de l'impact des contrails (Stuber and Forster, 2007; Rädcl and Shine, 2008) ainsi que pour des estimations des émissions particulières des avions (Pejovic et al., 2008). La Fig.I.42 montre la densité horizontale du trafic pour les kilomètres parcourus uniquement dans la haute troposphère ($p < 500 \text{ hPa}$). En mettant ces données à l'échelle verticale des données AIRS nous les utiliserons comme facteur de normalisation pour des fréquences de traînées d'avion potentielles déterminées sur les niveaux AIRS. Cette procédure a été utilisée dans d'autres études (Stuber and Forster, 2007; Rädcl and Shine, 2008; Burkhardt and Kärcher, 2009).

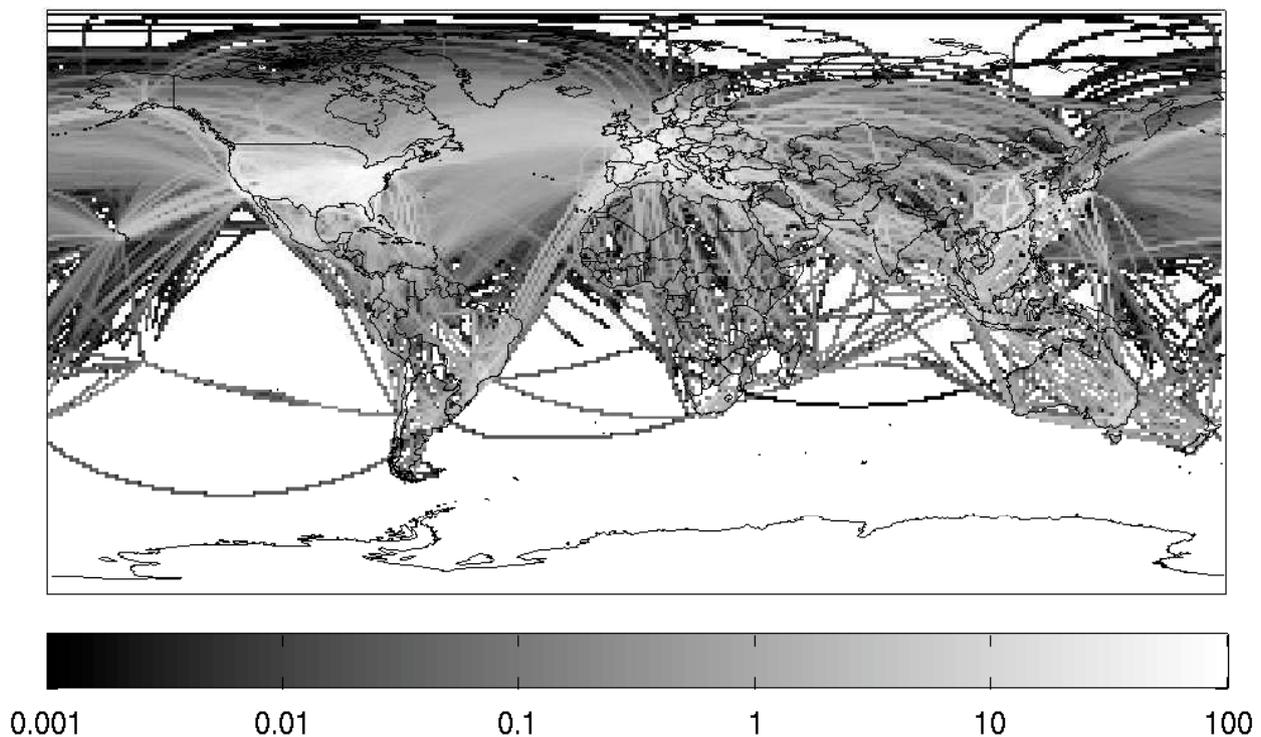


FIGURE I.42 – Densité horizontale du trafic aérien sur l'année 2002 dans la haute troposphère ($p < 500 \text{ hPa}$) normalisée par son maximum, échelle logarithmique. Source : données AERO2k.

5.5 Comparaison inter-instrumentale des climatologies de nuages hauts

Les différentes sensibilités et résolutions de TOVS, AIRS, SAGE et CALIOP apportent à chaque instrument une manière particulière de voir les nuages. Pour illustrer cela, la Fig.I.43 montre les moyennes zonales de la fréquence d'occurrence des nuages hauts avec chaque base de données, toutes les saisons confondues, et séparément pour l'été boréal et l'hiver boréal.

En traits noirs, TOVS et AIRS sont des sondeurs infrarouges aux sensibilités assez comparables et dont les propriétés nuageuses ont été déterminées par une méthode semblable. Les fréquences d'occurrence des nuages hauts sont très proches en dehors de la zone antarctique. Une meilleure prise en compte des surfaces enneigées dans l'algorithme pour AIRS a permis de supprimer, surtout pour l'hiver boréal, l'artefact d'une grande occurrence de nuages hauts dans cette région. AIRS y suit alors mieux les autres climatologies issues de SAGE ou CALIOP. Il est intéressant de noter que la différence de résolution horizontale de TOVS et AIRS (100 km contre 13.5 km) n'a pas une grande influence, très probablement parce que les cirrus sont souvent plus étendus que la dimension du spot AIRS.

En traits gris, SAGE et CALIOP sont sensibles à des cirrus fins et subvisibles indétectables par TOVS ou AIRS (épaisseur optique inférieure à 0.1) mais aussi aux cirrus auxquels ces derniers sont sensibles. Ils détectent donc tous les deux plus de nuages que les sondeurs.

Pour détecter les nuages les plus fins, l'algorithme de détection CALIOP échantillonne le signal rétrodiffusé sur une plus grande distance que la résolution de 5 km des données L2. Ces données montrent cependant aussi les couches de nuages détectées à la résolution de 20 ou 80 km, de sorte que nous pouvons sélectionner les nuages les plus épais. La frontière entre les nuages détectés à 5 km et 20 km se situe un peu en-dessous d'une épaisseur optique de 0.1 (0.05 de nuit, 0.075 de jour Winker et al., 2008). Nous préférons utiliser cette sélection au lieu de sélectionner sur les épaisseurs optiques car nous pouvons l'appliquer aux scènes qui comportent plusieurs couches. Nous montrons alors les fréquences d'occurrence de tous les nuages hauts détectés par CALIOP ainsi que des nuages détectés uniquement à une résolution de 5 km. La dernière se rapproche alors des fréquences calculées avec les sondeurs.

Pour SAGE nous montrons les fréquences d'occurrence des cirrus subvisibles (traits pleins), celles des nuages horizontalement opaques hauts (traits pointillés) déterminés à partir du niveau auquel le signal est atténué, ainsi que SVC et "opaques" ensemble. Il arrive souvent que SAGE détecte des cirrus subvisibles accompagnés de nuages hauts "opaques" en-dessous, c'est pourquoi la fréquence d'occurrence des nuages hauts (SVC plus "opaques") n'est pas la somme des fréquences des SVC et des nuages "opaques".

Il est curieux que SAGE détecte, le plus souvent, davantage de nuages hauts que CALIOP. Cela est dû à la différence de résolution horizontale induite par la visée au limbe de SAGE qui échantillonne l'atmosphère sur 200 km de profondeur. Une étude avec des données HIRS (Wylie and Wang, 1997) a démontré qu'en moyenne la taille des systèmes nuageux est de l'ordre de 100 km (avec cependant de fortes variations régionales et saisonnières). Nos fréquences de SVC peuvent donc être surestimées d'un facteur 2.

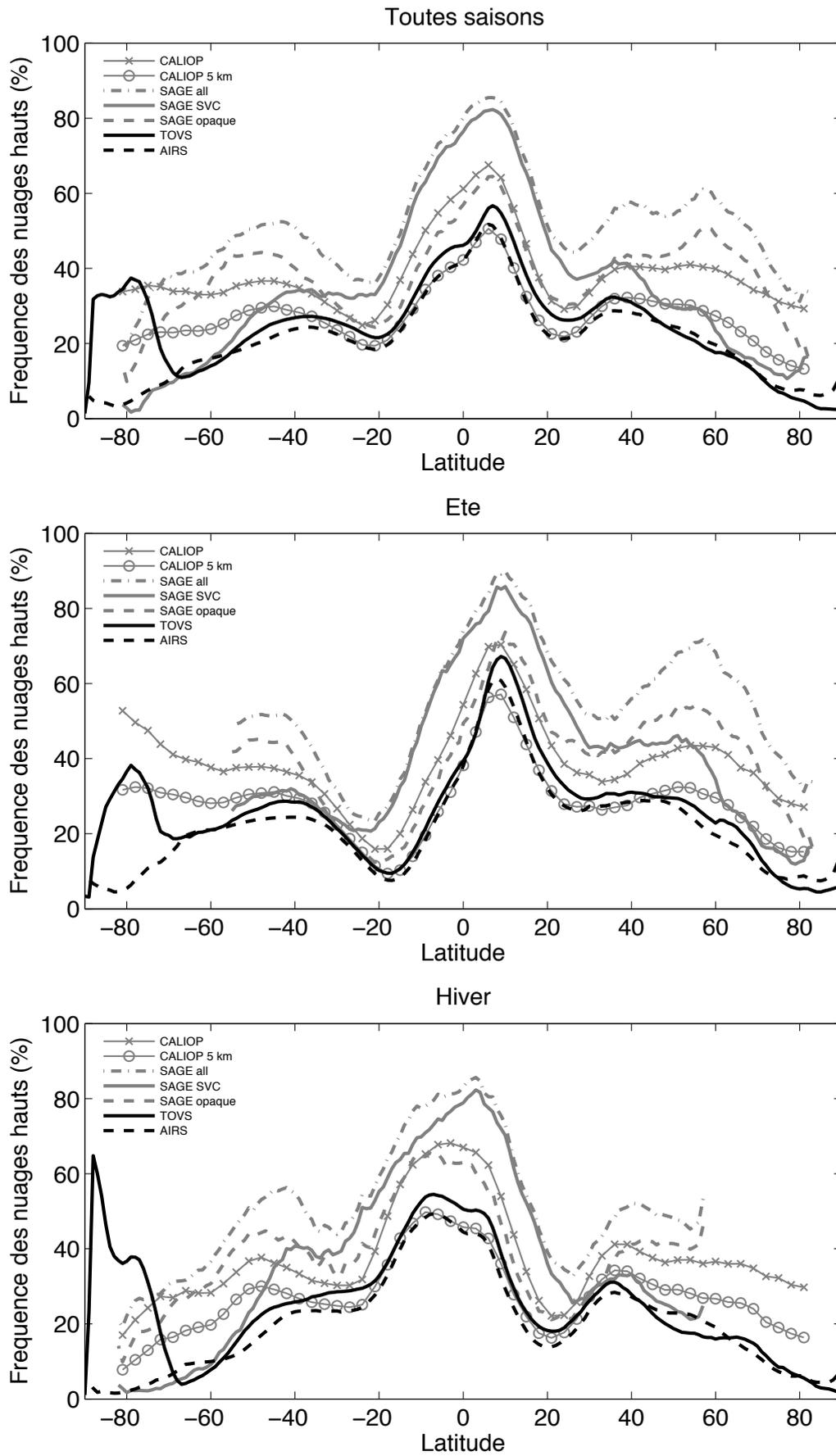


FIGURE I.43 – Fréquence d'occurrence des nuages hauts (moyennes zonales) dans les différentes bases de données utilisées. Toutes saisons, été boréal et hiver boréal.

Deuxième partie

**Synergie TOVS Path-B - SAGE :
sursaturation en glace, cirrus et cirrus
subvisibles**

1

Les cirrus et l'humidité dans la haute troposphère déterminés par TOVS

1.1 Occurrence globale des cirrus

La Fig.II.1 montre des cartes de fréquence d'occurrence des cirrus identifiés par TOVS, c'est-à-dire des nuages de la haute troposphère ($p_{cld} < 440$ hPa) ayant une épaisseur optique plus grande qu'environ 0.1. Les résultats sont de nouveau montrés pour toutes saisons confondues et séparément pour l'été boréal et l'hiver boréal, en réunissant les observations de jour et de nuit (7h30 et 19h30 heure locale).

Nous observons un maximum d'occurrence dans la zone de convergence intertropicale qui monte en latitude dans l'hémisphère d'été. Cette forte occurrence indique l'ascendance soutenue d'air humide jusque dans les régions les plus hautes et froides de la troposphère. La cause en est le fort ensoleillement des surfaces émergées aux tropiques qui provoque une puissante instabilité de l'air. La présence de cumulonimbus très étendus verticalement et d'enclumes à proximité de la tropopause est typique de cette situation. Les cirrus se forment alors à partir des extrémités de ces enclumes et se diffusent sur de longues distances.

Avec les observations de TOVS nous pouvons mettre en évidence ce mécanisme en regardant l'émissivité effective moyenne des cirrus tropicaux sur la Fig.II.2. En effet, les cirrus optiquement plus fins semblent en bordure des cirrus plus épais qui, eux, sont plus concentrés au-dessus des coeurs convectifs. Ceci correspond à l'amincissement progressif des cirrus épais formés au coeur de la convection et diffusés sur de longues distances au-delà des terres. Les systèmes convectifs générés peuvent ainsi atteindre une taille caractéristique de l'ordre de plusieurs centaines de km (et jusqu'à 500 km dans Machado and Rossow (1993) et même 2000 km dans Belhaj (2007)).

Dans Belhaj (2007) les données TOVS journalières sont utilisées pour déterminer les caractéristiques de ces systèmes. D'abord leur extension horizontale est obtenue en rassemblant les observations qui possèdent des caractéristiques proches (nuage haut et émissivité) du système étudié. L'algorithme d'aggrégation ("clustering" en anglais) utilisé a été développé par Gaby Rädél en 2004. Ce travail met en évidence les phases de développement, de maturation, et de dissipation des systèmes convectifs, souvent étudiés à une échelle régionale.

Stubenrauch et al. (2006) font une analyse de la variabilité dirune à partir des mêmes données TOVS, ils trouvent que le maximum d'occurrence des cirrus au-dessus des terres tropicales et des autres régions en été est le soir. La couverture en cirrus augmente pendant l'après-midi et persiste la nuit jusqu'au lendemain matin. Stubenrauch et al. (2006) montrent aussi que TOVS a permis de compléter des informations issues de ISCCP en indiquant que la couverture en nuages hauts persiste plus longtemps dans les tropiques qu'aux latitudes plus hautes. Ces

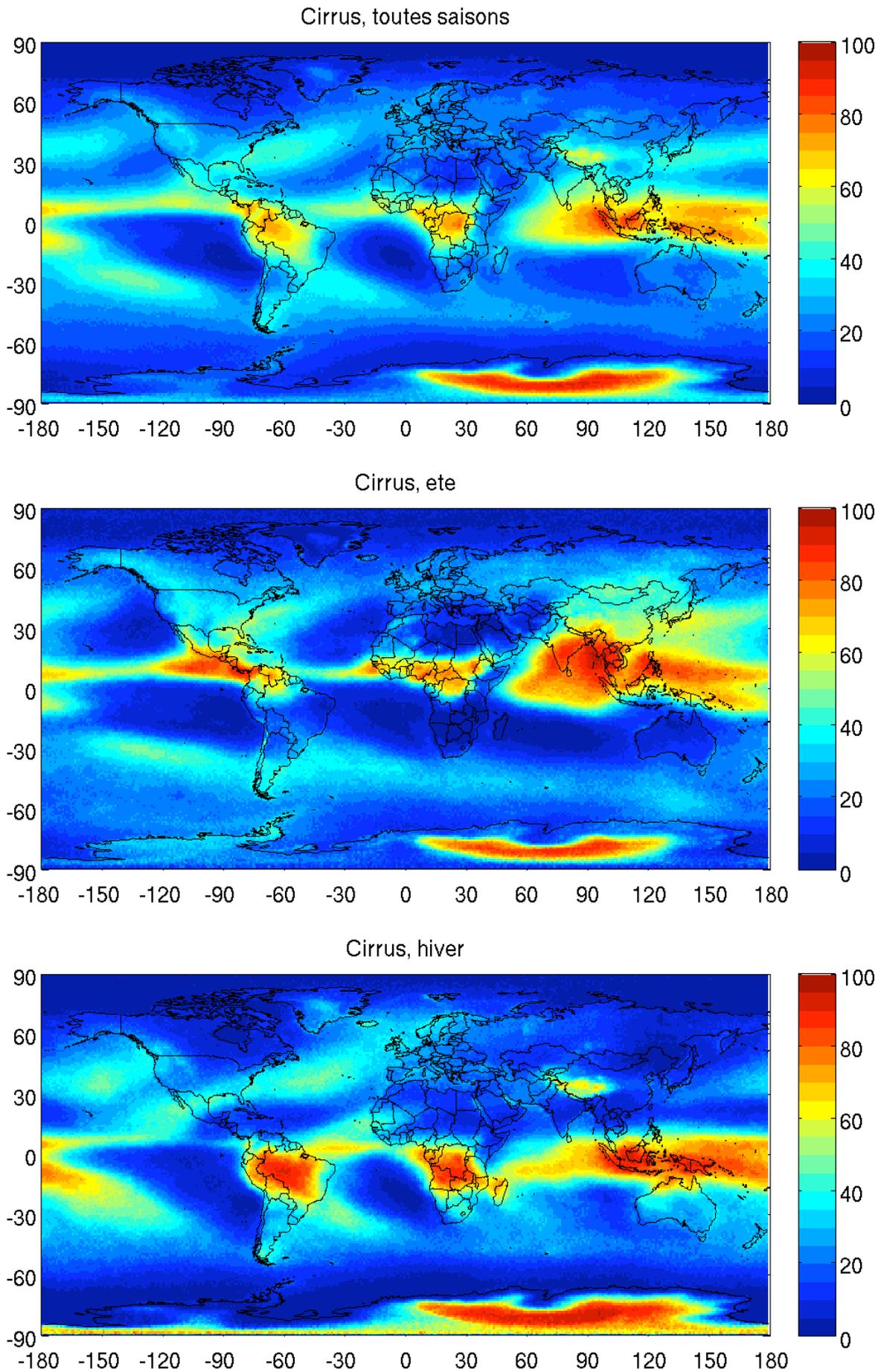


FIGURE II.1 – Fréquence d'occurrence (%) des cirrus (*cirrus fins et cirrus moyens*) déterminés avec TOVS. Toutes saisons, été et hiver. Source : analyse des données TOVS (1987-1991).

observations tendent à valider le lien, à grande échelle, entre la convection profonde et les cirrus tropicaux.

Toutefois, tous les cirrus ne sont pas issus de la convection profonde, Luo and Rossow (2004) précisent qu’une moitié des cirrus tropicaux sont formés in situ et ne résultent pas de la convection. Ces cirrus “in situ” peuvent être formés par d’autres mécanismes dynamiques comme la turbulence à petite échelle, les ondes de gravité, ou des épisodes locaux d’ascendance verticale. Immler et al. (2008a) montrent une corrélation entre des cirrus extrêmement fins et des ondes de Kelvin. Ces ondes de grande échelle sont excitées par la convection et se propagent le long de l’équateur. Immler et al. (2008a) suggèrent que la teneur en vapeur d’eau de la basse stratosphère est intimement liée à l’activité de ces ondes.

Dans les moyennes latitudes la formation des cirrus peut résulter de l’activité frontale (rencontre de deux masses d’air qui se chevauchent), d’ondes de gravité produisant des mouvements verticaux qui refroidissent localement des poches d’air humide (Spichtinger et al., 2005), mais aussi de l’orographie (par exemple Heymsfield and Miloshevich, 1993; Heymsfield et al., 1998).

On localise bien les courants jet sous-tropicaux associés au fort gradient de pression de la tropopause vers $30^\circ - 40^\circ$ (voir par exemple Koch et al., 2006). Ces courants à l’interface entre les masses d’air tropical chaud et humide et les masses d’air froid des plus hautes latitudes sont associés à de forts vents horizontaux (200 à 400 km/h) qui s’insinuent entre les zones de basse et de haute pression tout autour du globe aux moyennes latitudes. Cependant ces courants ne sont pas la source unique des cirrus à ces latitudes, dans l’hémisphère d’hiver les tempêtes apportent une forte nébulosité.

Plusieurs modes de formation peuvent apparaître en un même lieu (Sassen and Comstock, 2001a). Alors que la formation des cirrus est très soutenue dans les tropiques, elle est beaucoup plus variable dans le temps aux moyennes latitudes. Ceci a pour conséquence une couverture globale plus faible aux hautes latitudes.

1.2 L’humidité relative en haute troposphère

L’humidité obtenue par TOVS dans la haute troposphère est intégrée sur des couches atmosphériques épaisses de 200 hPa : l’une de 100 à 300 hPa et l’autre de 300 à 500 hPa. Cela correspond à une résolution verticale d’environ 4 km. L’intégration des profils d’humidité spécifique de saturation par la méthode décrite dans la section 1.2 procure alors l’humidité relative par rapport à la glace RHi pour chacune des deux couches.

Evaluation de l’impact des nuages sur la qualité des profils atmosphériques

Le rayonnement IR ne peut pas traverser les couches nuageuses trop opaques. Pour TOVS il est impossible de déterminer un profil lorsque l’atmosphère est trop nuageuse (situations pour lesquelles $\epsilon_{cld} < 0.6$).

La table II.1 montre des statistiques de l’occurrence des différentes situations nuageuses en utilisant toute la statistique (gauche) ou seulement lorsque un profil d’humidité a été déterminé (droite). On remarque qu’une grande partie des cirrus moyens ($\epsilon_{cld} > 0.5$ et $\epsilon_{cld} < 0.95$) passe au profit des scènes claires et des cirrus fins. Aussi, nous voyons que la statistique totale des événements est diminuée de plus de moitié. L’occurrence faible des scènes claires est due à la résolution horizontale de TOVS ($1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$) car il est rare de rencontrer un ciel clair sur une telle étendue. Une grande partie de ciel clair se trouve dans la statistique des nuages plus

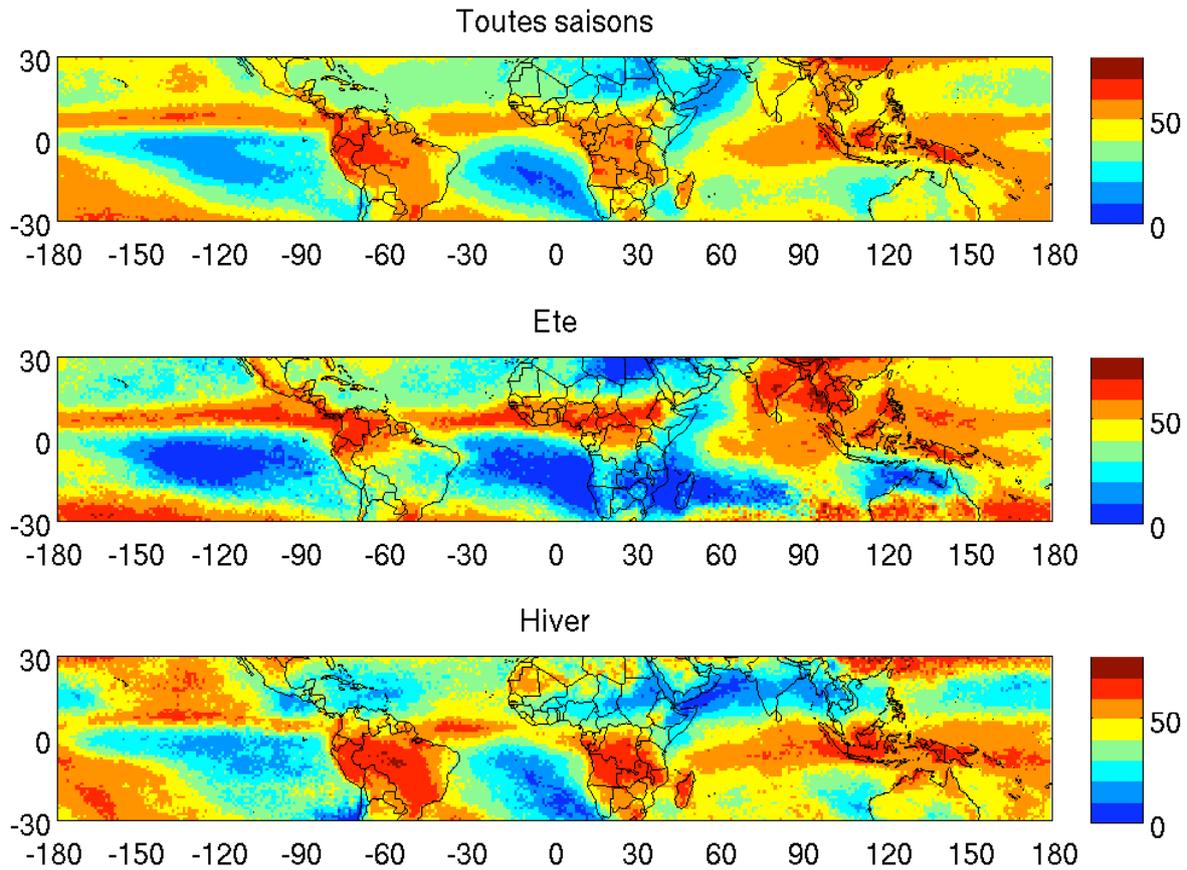


FIGURE II.2 – *Emissivité effective moyenne des cirrus dans les tropiques. Toutes saisons, été et hiver. Source : analyse des données TOVS (1987-1991).*

bas ($p_{cld} > 680$ hPa) car la couverture totale est environ 70 %, celle des nuages hauts 30 % et des nuages plus bas 40 % (Stubenrauch et al., 2006).

TABLE II.1 – *Fréquence des situations nuageuses obtenues pour TOVS à une échelle de $1^\circ \times 1^\circ$, à gauche : total, à droite : seulement quand un profil de vapeur d'eau est obtenu. Dernière ligne : pourcentage des événements utilisés.*

Classe nuageuse	Fréquence globale	Fréquence globale (avec profils de H ₂ O)
Cirrus fins	14.7	22.2
Cirrus moyens	16.1	3.5
Lmclds ($p_{cld} > 440$)	62.7	62.8
Clair	6.5	11.4
% des événements utilisés	100	47.3

Cartes de l'humidité relative

Les Figs.II.3 et II.4 montrent des cartes d'humidité relative moyenne dans les couches 100-300 et 300-500 hPa, pour toutes les saisons (haut), l'été boréal (milieu) ou l'hiver boréal (bas). Ces moyennes sont effectuées sur quatre années de données en confondant toutes les scènes pour lesquelles la détermination des profils atmosphériques est possible. Aucun profil n'est obtenu au-dessus des surfaces trop élevées ($p_{sol} < 850$ hPa).

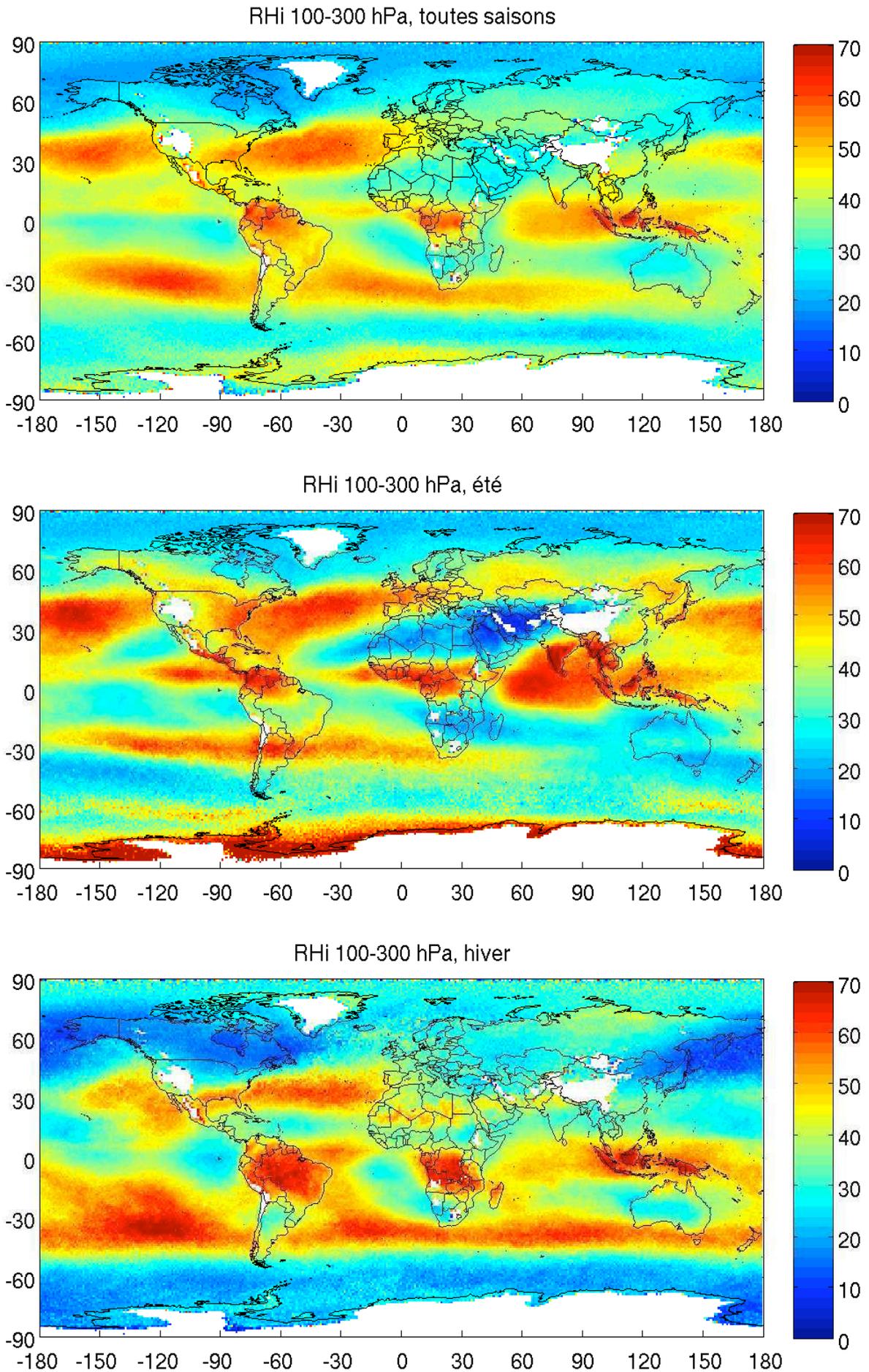


FIGURE II.3 – Humidité relative moyenne dans la couche 100-300 hPa. Toutes saisons (haut), été boréal (milieu) et hiver boréal (bas). Source : analyse des données TOVS (1987-1991).

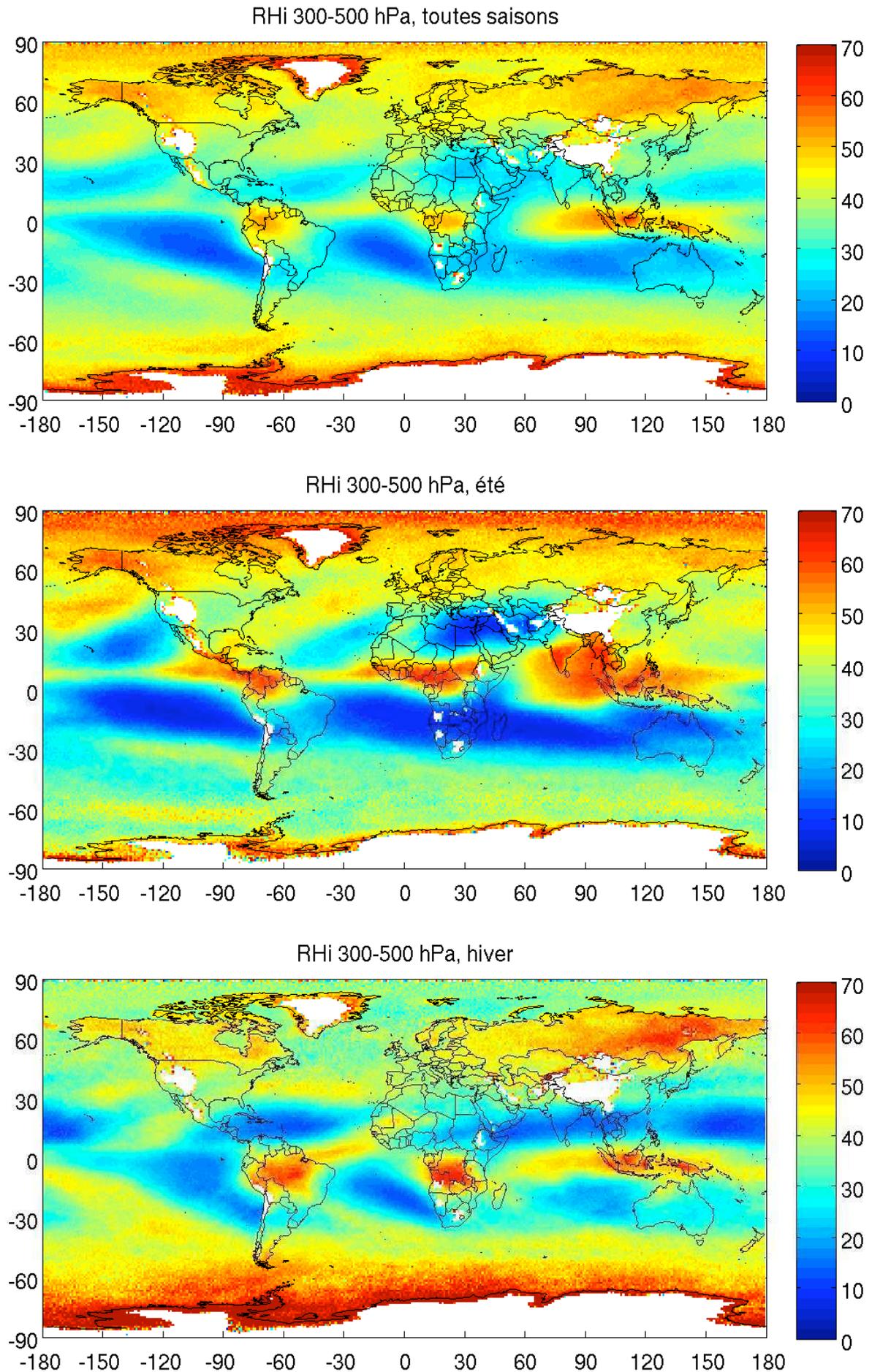


FIGURE II.4 – Humidité relative moyenne dans la couche 300-500 hPa. Toutes saisons (haut), été boréal (milieu) et hiver boréal (bas). Source : analyse des données TOVS (1987-1991).

Comparé aux cartes des occurrences des cirrus de la Fig.II.1 nous observons alors des humidités relatives plus élevées dans des régions à plus forte occurrence de cirrus. On observe le cycle saisonnier bien marqué de la zone de convergence intertropicale. La baisse de la température jusqu'à la tropopause tropicale est plus forte que la baisse du contenu en vapeur d'eau, ce qui donne lieu à une augmentation de l'humidité relative moyenne de 300-500 hPa à 100-300 hPa. La région proche de la tropopause tropicale est particulièrement propice à la formation de sur-saturation en glace fréquente (Spichtinger et al. (2003b) montrent des fréquences d'occurrence de l'ordre de 50 %) et élevée (Jensen et al. (2005) montrent des mesures aéroportées d'humidités relatives aussi élevées que 200 %).

Dans les moyennes latitudes l'humidité est distribuée de manière plus homogène dans l'hémisphère sud que dans l'hémisphère nord du fait de la différence de répartition terre/mer et de son impact sur la circulation générale. Les grandes différences entre les couches 300-500 et 100-300 hPa y sont dues à l'influence de la tropopause qui marque le passage dans la stratosphère entre 200 et 300 hPa au-delà de $30^\circ - 40^\circ$ de latitude (nord et sud). En effet, comme les couches dans lesquelles la vapeur d'eau est déterminée sont assez étendues, un inconvénient majeur est que la tropopause peut s'intercaler à l'intérieur de la zone dans laquelle nous déterminons l'humidité relative. Dans ce cas, la partie supérieure (basse stratosphère) de la couche est plus sèche que la partie inférieure (haute troposphère) et l'humidité relative apparente sera plus représentative de la haute troposphère ou de la basse stratosphère suivant la position de la tropopause dans la couche.

Cependant, nous observons une humidité relative forte au niveau des jets sous-tropicaux là-même où la tropopause empiète de moitié dans la couche 100-300 hPa vers $30^\circ - 40^\circ$ de latitude (nord et sud). Il est possible que cela soit dû à une grande contribution de la partie d'air troposphérique de la couche et que cela soit, malgré tout, représentatif de l'humidité de la haute troposphère. Nous tiendrons compte de cette observation d'autant plus que l'on sait que de nombreux cirrus sont détectés dans cette zone.

Les cartes des Figs.II.3 et II.4, en regard des cartes de la Fig.II.1, caractérisent, à grande échelle, le rapport entre l'occurrence des cirrus et l'humidité relative de la haute troposphère. Le sondage infrarouge permettant la détermination simultanée des profils atmosphériques et des propriétés nuageuses nous pouvons donc davantage détailler les distributions de l'humidité relative en fonction de la scène observée.

Par la suite, pour éviter les problèmes liés à la présence de la tropopause, nous nous concentrons sur l'humidité relative dans la couche 300-500 hPa dans les moyennes latitudes ($40^\circ - 60^\circ$) et sur l'humidité relative dans la couche 100-300 hPa dans les tropiques ($20^\circ \text{ N} - 20^\circ \text{ S}$).

1.3 Distributions d'humidité relative

La Fig.II.5 montre maintenant les distributions d'humidité relative dans les couches 100-300 et 300-500 hPa en fonction du type de situation nuageuse rencontrée : ciel clair, nuageux uniquement dans la basse troposphère ("lmclds"), cirrus fins ($\epsilon < 0.5$) et cirrus moyens ($\epsilon > 0.5$ et $\epsilon < 0.95$). Pour les cirrus nous ne gardons que les cas où le nuage est trouvé à l'intérieur de la couche de pression considérée. Pour les moyennes latitudes les variabilités saisonales sont laissées en annexe Fig.VI.1 car elles sont moins pertinentes que les variabilités par type de situation. Les échelles ont été choisies pour faciliter la comparaison de ce type de résultat obtenu avec AIRS dans le chapitre 2 la partie III.

Quelque soit la zone considérée nous observons d'abord une augmentation graduelle de l'humidité relative lors du passage d'une scène claire à une scène nuageuse. Dans les tropiques l'humidité relative atteint des valeurs plus élevées que dans les moyennes latitudes (jusque

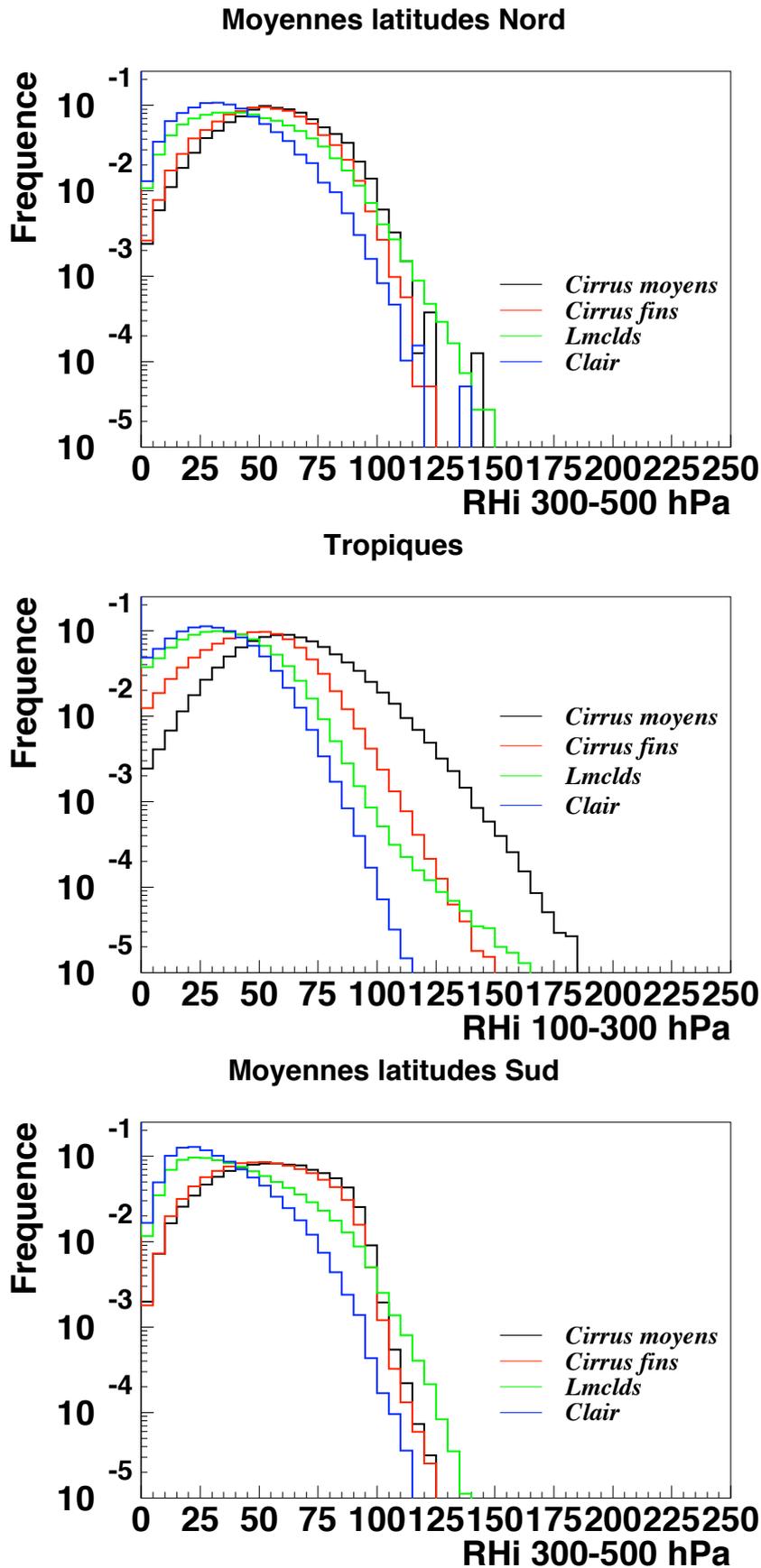


FIGURE II.5 – Distributions d'humidité relative dans la haute troposphère par type de scène identifiée par TOVS. Moyennes latitudes (haut : 40°-60° N, bas : 40°-60° S) dans la couche 300-500 hPa. Tropiques dans la couche 100-300 hPa. Echelle logarithmique. Source : analyse des données TOVS (1987-1991).

180 % contre 140 %) qui peut s'expliquer par les très faibles températures à proximité de la tropopause tropicale (environ 200 K). En effet, le mécanisme de nucléation privilégié des cristaux de glace est la glaciation homogène. Le seuil de nucléation est plus élevé à température plus basse, permettent ainsi des humidités relatives plus élevées.

La différence entre les distributions pour les cirrus fins et pour les cirrus moyens est beaucoup moins marquée dans les moyennes latitudes que dans les tropiques, ce qui peut être dû à une plus grande différence d'émissivité entre les cirrus les plus fins et les cirrus les plus épais dans les tropiques. En effet, la Fig.II.6 montre que dans les tropiques les cirrus fins ont une émissivité en moyenne plus faible que dans les moyennes latitudes (nord ou sud). Dans les moyennes latitudes la variabilité saisonnière (annexe, Fig.VI.1) est plus faible que la variabilité entre les types de situations nuageuses.

Enfin, nous remarquons que les différences interhémisphériques des distributions obtenues dans les moyennes latitudes ne reflètent pas les observations de Haag et al. (2003). Celles-ci suggèrent en effet des humidités relatives pouvant atteindre des valeurs plus élevées dans l'hémisphère sud à cause d'une teneur moins élevée en aérosols dans la haute troposphère à ces latitudes.

Nous ne l'observons pas pour deux raisons potentielles : d'abord les mesures prises dans la campagne INCA ne constituent pas un échantillon statistiquement représentatif. Ensuite nos observations ne sont pas assez résolues.

Haag et al. (2003) suggèrent que cette différence interhémisphérique apparaît mieux en mesurant la sursaturation en glace à proximité des cirrus mais pas directement dans les cirrus. Il nous est impossible d'obtenir ces conditions à l'échelle de nos observations. Cependant on peut penser qu'une différence notable des seuils de nucléation induise des différences dans les distributions globales de l'humidité relative et dans les fréquences d'occurrence de cirrus très fins.

Pour les distributions d'humidité relative, Gettelman et al. (2006a) et Kahn et al. (2009) observent cet effet dans des distributions obtenues à partir de données AIRS mais nous observons cependant le contraire (Fig.II.7). Nous reviendrons sur cette discussion dans la partie III avec l'utilisation des données AIRS.

Pour les fréquences d'occurrence de cirrus très fins, nous verrons dans la section 2.1 une corrélation entre les fréquences d'occurrence de cirrus subvisibles détectés par SAGE et de la sursaturation en glace déterminée avec TOVS, nous observerons davantage de cirrus subvisibles dans l'hémisphère nord pour une occurrence comparable de sursaturation.

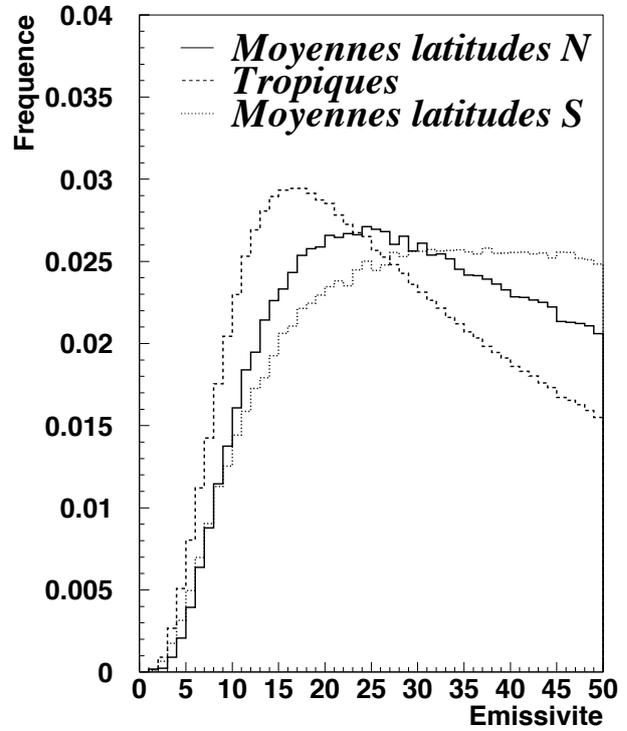


FIGURE II.6 – Distribution des émissivités ϵ_{cld} des cirrus fins ($\epsilon_{cld} < 50\%$) pour les tropiques et les moyennes latitudes nord et sud. Source : analyse des données TOVS (1987-1991).

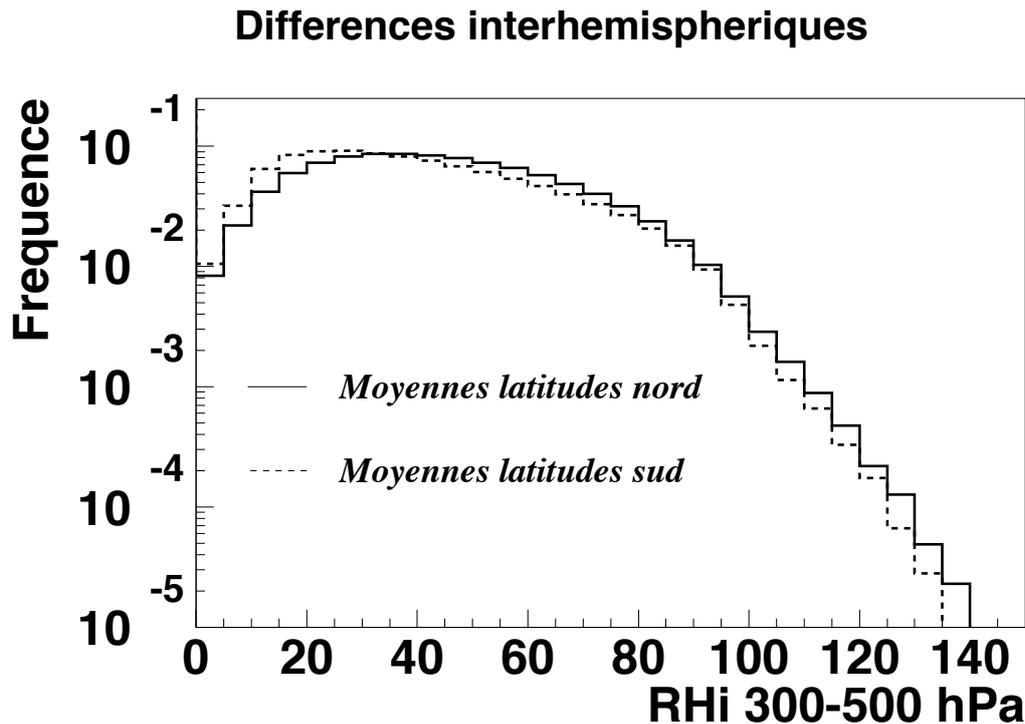


FIGURE II.7 – Distributions d'humidité relative dans la couche 300-500 hPa dans les moyennes latitudes nord et sud ($40^\circ - 60^\circ$ N et S). Toutes saisons et tous types de situations nuageuses confondues. Source : analyse des données TOVS (1987-1991).

Effet de la résolution verticale sur les pics des distributions

Nous attirons l'attention sur un point important : les distributions pour les cirrus montrent un pic de probabilité entre 50 et 70 % (plus faible pour les cirrus fins dans les tropiques, plus élevé dans les moyennes latitudes sud pour les cirrus moyens en été) contrairement à 100 % attendu et montré par les mesures in situ (Ovarlez et al., 2002). Il y a très peu de valeurs de RHi au-delà de 100 %, c'est-à-dire qu'on n'a qu'une quantité très faible de sursaturation en glace (de l'ordre de 1 % si ce n'est moins), comparé à 13.5 % de fréquence d'occurrence de sursaturation mesurés in situ (campagne MOZAIC, Gierens et al. (1999)).

Ceci traduit l'impact de la résolution verticale de TOVS (200 hPa équivalent à environ 4 km) : le fait d'avoir des quantités (q et q^s) intégrées sur de telles épaisseurs ne permet pas d'accéder aux détails de la distribution de l'humidité relative à l'intérieur des couches.

Ainsi, il peut y avoir une (ou plusieurs) portion(s) du profil dans la couche de pression dans laquelle (lesquelles) l'air est localement sursaturé même si notre mesure montre une humidité relative inférieure à la saturation.

Une étude de Gierens et al. (2004), colocalisant les données TOVS avec des radiosondages, a démontré que le pic de la distribution de l'humidité relative dans la haute troposphère de TOVS est autour de 85 % dans le cas où les radiosondages ont détecté de la sursaturation en glace. Par contre, nous trouvons aussi des cas où l'humidité relative est faible (jusque 40 %), probablement lorsque la portion d'air sursaturé est très étroite.

Cette observation nous conduit à étalonner la détection de la sursaturation en déterminant un seuil empirique d'humidité relative, inférieur à 100 %, au-delà duquel nous pouvons considérer que de la sursaturation en glace est présente dans le profil observé.

Correction empirique de la détection de la sursaturation en glace

La résolution verticale nous limite donc dans la faculté de déterminer précisément la présence de sursaturation en glace. Pour passer outre cette limitation il faut prendre un seuil de RH_i à partir duquel nous considérons une partie du profil d'humidité relative sursaturée. C'est une hypothèse statistiquement viable : le choix d'un tel seuil repose sur la maximisation de la détection de sursaturation lorsque celle-ci est effectivement présente et sur la minimisation de la détection de fausses alarmes lorsqu'elle ne l'est pas. On considère donc simplement un seuil empirique basé sur une comparaison entre les distributions de RH_i obtenues dans la figure II.5 aux distributions in situ montrées dans Ovarlez et al. (2002) et Immler et al. (2008b). Un pic de distribution de RH_i à 100 % dans les mesures in situ correspond, dans notre cas, à un pic de distribution obtenue avec TOVS autour de 60 % avec une incertitude de 10 % qui prend en compte les variabilités constatées. Toute situation observée par TOVS sera donc considéré sursaturé en glace à partir du moment où RH_i > 60 %.

Pour tester ce seuil, nous nous comparons à une étude de Spichtinger et al. (2003b). La fréquence d'occurrence de sursaturation pour les scènes claires TOVS dans une zone tropicale (30° N - 30° S) dans la couche 100-300 hPa est comparée à une fréquence d'occurrence de sursaturation obtenue dans les mêmes conditions avec le Microwave Limb Sounder (MLS) à 215 hPa par Spichtinger et al. (2003b). MLS possède, en effet, une meilleure résolution verticale (environ 2 km) et Spichtinger et al. (2003b) utilisent une méthode (Read et al., 2001) pour filtrer la présence des cirrus relativement épais (ceux dont les cristaux sont plus grands que 100 μm et qui diffusent le rayonnement micro-ondes). Nous déterminons 6.5 % de scènes claires sursaturées en glace alors que Spichtinger et al. (2003b) déterminent 6 %. Notons cependant que Spichtinger et al. (2003b) montrent davantage de sursaturation à 147 hPa près de la tropopause tropicale, ce qui indique que TOVS est plus sensible au milieu de la couche 100-300 hPa.

1.4 Occurrences de la sursaturation en glace

En suivant l'hypothèse précédente les Figs.II.8 et II.9 montrent la fréquence d'occurrence de la sursaturation en glace dans la haute troposphère obtenue à l'aide de la climatologie TOVS Path-B avec un seuil à 60 %. Nous avons rajouté une coupure sur la température pour ne considérer que l'humidité relative par rapport à la glace ($T < 243$ K où T est la température du milieu de la couche considérée). L'effet de cette coupure est très nette : aucune sursaturation en glace n'est observée dans les tropiques en-dessous de 300 hPa.

On montre les fréquences d'occurrence de sursaturation dans les couches 300-500 hPa (gauche) et 100-300 hPa (droite), pour toutes les saisons confondues, et séparément pour l'été boréal et l'hiver boréal. Les fréquences peuvent paraître très élevées avec des maxima vers 50 %. Dans les tropiques, ceci est cohérent avec le résultat de Spichtinger et al. (2003b) ainsi qu'avec la très forte occurrence des cirrus de la Fig.II.1. Dans les moyennes latitudes Gierens et al. (2000) rapportent des occurrences maximales de 36 % au large de la Bretagne à l'aide de mesures aéroportées autour de 250 hPa. Cependant les valeurs montrées dans la couche 100-300 hPa en dehors des tropiques subissent l'influence de la tropopause.

Il faut aussi garder à l'esprit que les occurrences ainsi déterminées ne le sont qu'à partir des données dans lesquelles les profils atmosphériques ont pu être déterminés. Cette incertitude ajoutée à l'incertitude sur le seuil empirique de 60 % renforce la difficulté d'estimer correctement la fréquence d'apparition de la sursaturation en glace.

Cependant, les humidités relatives les plus élevées apparaissent vraisemblablement là où les cirrus sont les plus jeunes et, donc, les plus fins. La sursaturation en glace apparait, elle-même,

avant la formation des cirrus, ce qui est confirmé par la persistance de traînées d'avions sur ciel clair (ou sur des portions de ciel dépourvues de cirrus lorsque le voisinage est couvert). Il est donc intéressant de chercher la complémentarité des mesures d'humidité TOVS avec des observations de cirrus subvisibles indétectables par TOVS. Pour cela nous allons utiliser les données SAGE sur la même période 1987-1991.

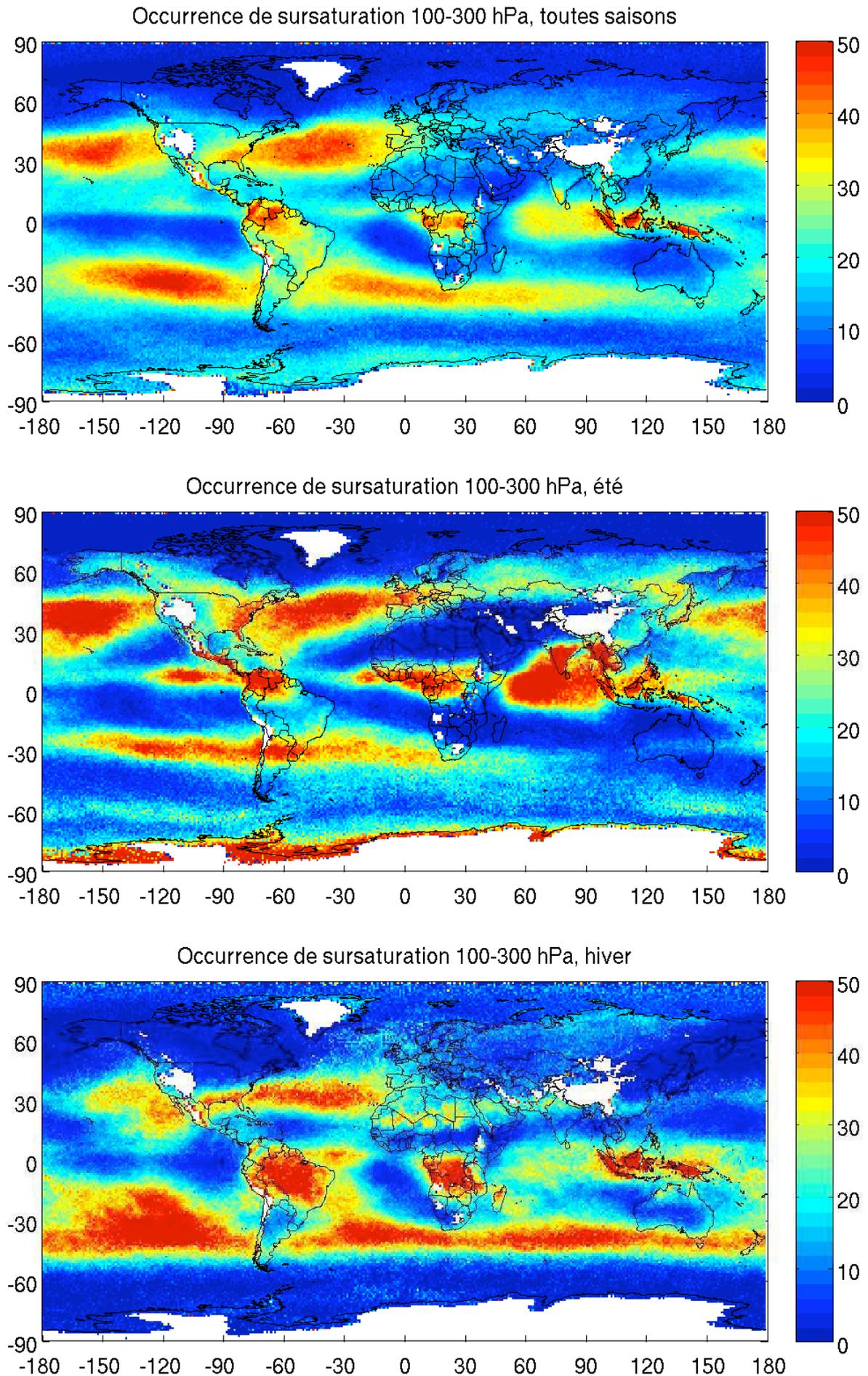


FIGURE II.8 – Occurrence de sursaturation en glace dans la couche 100-300 hPa. Toutes saisons (haut), été boréal (milieu) et hiver boréal (bas). Source : analyse des données TOVS (1987-1991).

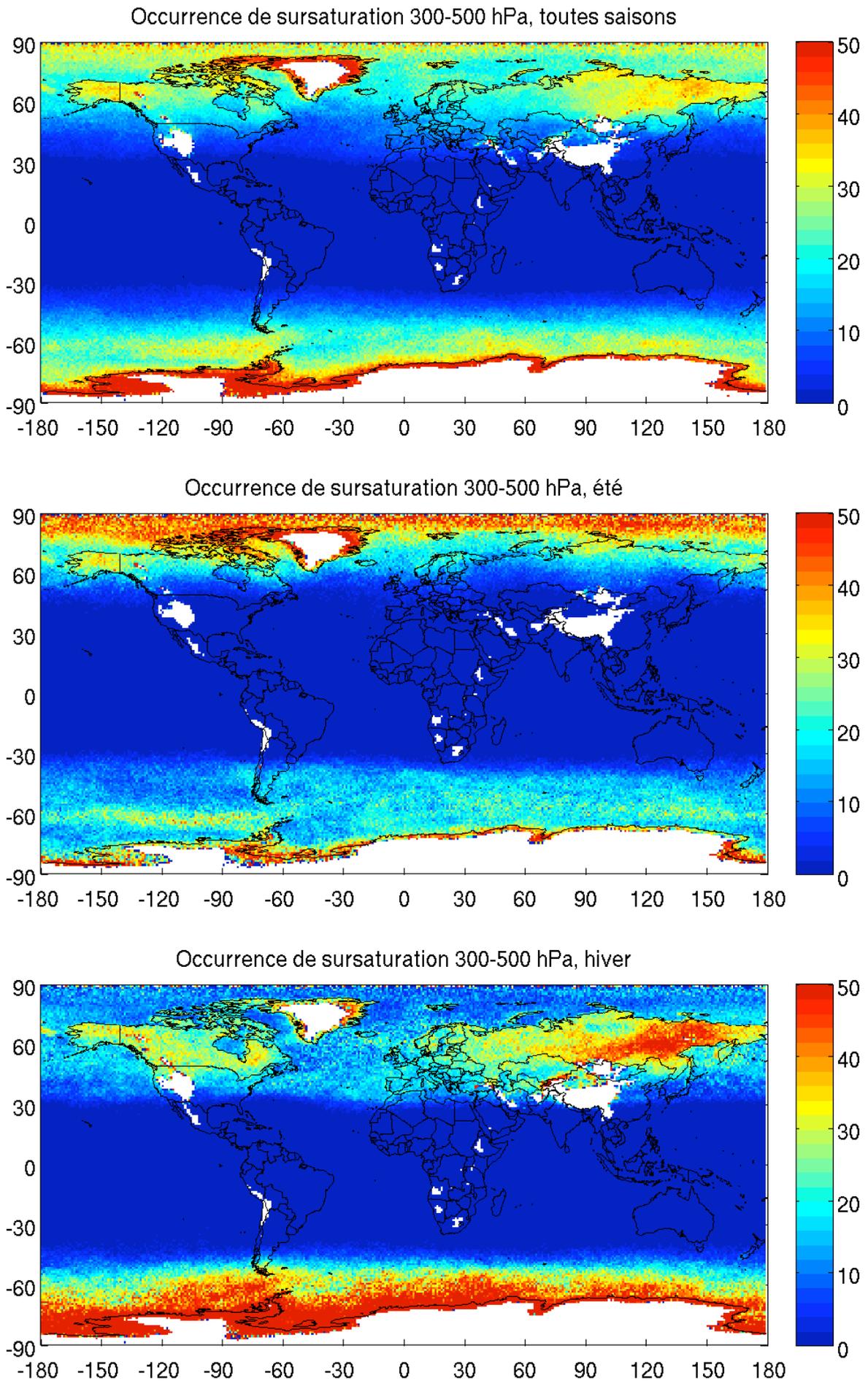


FIGURE II.9 – Occurrence de sursaturation en glace dans la couche 300-500 hPa. Toutes saisons (haut), été boréal (milieu) et hiver boréal (bas). Source : analyse des données TOVS (1987-1991).

2

Synergie cirrus subvisibles SAGE - humidité TOVS

L'instrument SAGE permet de distinguer, à une résolution verticale de 1 km et à une résolution horizontale de 200 km (le long de la visée au limbe de l'instrument) par 2.5 km, entre ciel clair, aérosols, cirrus subvisibles ou nuages plus opaques. L'intérêt pour nous est d'étudier les cirrus subvisibles, trop fins optiquement pour être discernés par TOVS qui ne détecte des cirrus que jusqu'à une épaisseur optique d'environ 0.1 (Fig.II.10).

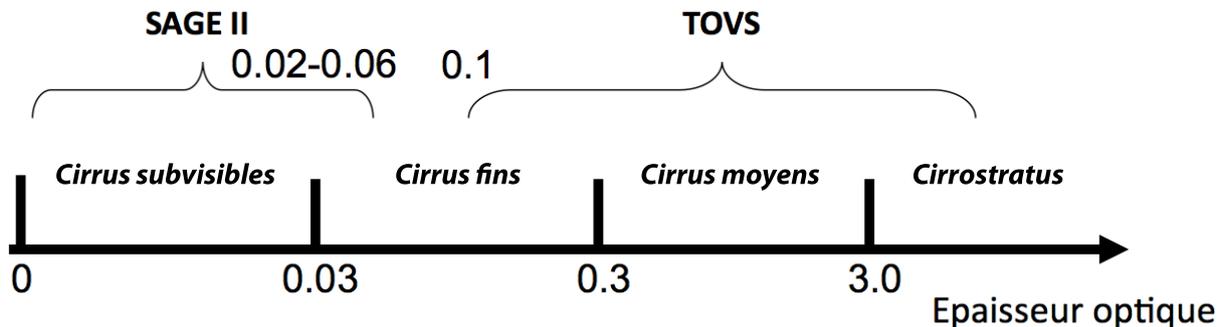


FIGURE II.10 – Spectre des épaisseurs optiques balayées par TOVS et SAGE et échelles de classification des cirrus.

2.1 Liens avec la sursaturation en glace

La nature ténue des cirrus subvisibles laisse à penser qu'ils témoignent de la transition entre une parcelle d'air sursaturé dépourvu de cristaux et un cirrus, c'est-à-dire qu'ils sont le premier maillon dans le cycle de vie des cirrus. Nous cherchons donc des relations entre la fréquence d'occurrence de la sursaturation en glace telle que nous l'avons déterminée avec TOVS et la fréquence des SVC détectés par SAGE.

Corrélation entre fréquences de sursaturation et de cirrus subvisibles

Les fréquences d'occurrence de sursaturation en glace obtenues avec TOVS dans les Figs.II.8 et II.9 sont mises à l'échelle de la climatologie SAGE à $10^\circ \text{ lat} \times 10^\circ \text{ lon}$. Nous prenons le maximum entre les fréquences obtenues pour les couches 100-300 et 300-500 hPa.

La Fig.II.11 montre alors des corrélations positives entre les fréquences d'occurrence de sursaturation en glace et de cirrus subvisibles pour les tropiques ($20^\circ \text{ N} - 20^\circ \text{ S}$) et les moyennes latitudes (nord et sud séparément) étendues aux bandes de latitudes $20^\circ - 60^\circ \text{ N}$ et S pour englober les courants jets.

Dans les tropiques la corrélation est la plus forte, elle relie les zones de convection profonde et la présence de SVC proches de la tropopause sans toutefois préciser les mécanismes mis en causes. En effet, Immler et al. (2008a) montrent une corrélation entre ces nuages et des ondes de Kelvin à des altitudes probablement plus hautes que 200 hPa alors que TOVS est probablement plus sensible à cette altitude qui correspond au milieu de la couche de pression 100-300 hPa. Cependant ces ondes de Kelvin sont excitées par la convection profonde, il arrive d'ailleurs souvent de trouver des cirrus subvisibles au-dessus des systèmes convectifs (Stubenrauch et al., 2005b).

Dans les moyennes latitudes nord et sud (Fig.II.11) les courants jets y sont pour beaucoup dans la présence des fortes occurrences de SVC et de sursaturation observées. Il est aussi intéressant de constater que les SVC des moyennes latitudes nord sont plus nombreux que ceux des moyennes latitudes sud, ce qui peut être un indice que le seuil de nucléation des cirrus est plus bas dans les moyennes latitudes nord que dans les moyennes latitudes sud. Ceci serait dû à une plus grande quantité d'aérosols injectés dans la haute troposphère de l'hémisphère nord par le trafic aérien.

En déterminant la fréquence d'occurrence de la sursaturation à partir des données aéroportées MOZAIC Gierens et al. (2000) montrent aussi une corrélation entre la sursaturation en glace et la présence de SVC détectés par SAGE. La campagne MOZAIC étant limitée par une couverture du globe restreinte aux routes des avions commerciaux, l'étude de Gierens et al. (2000) est donc davantage représentative des moyennes latitudes de l'hémisphère nord. Nous avons alors pu étendre cette corrélation aux tropiques et à l'hémisphère sud.

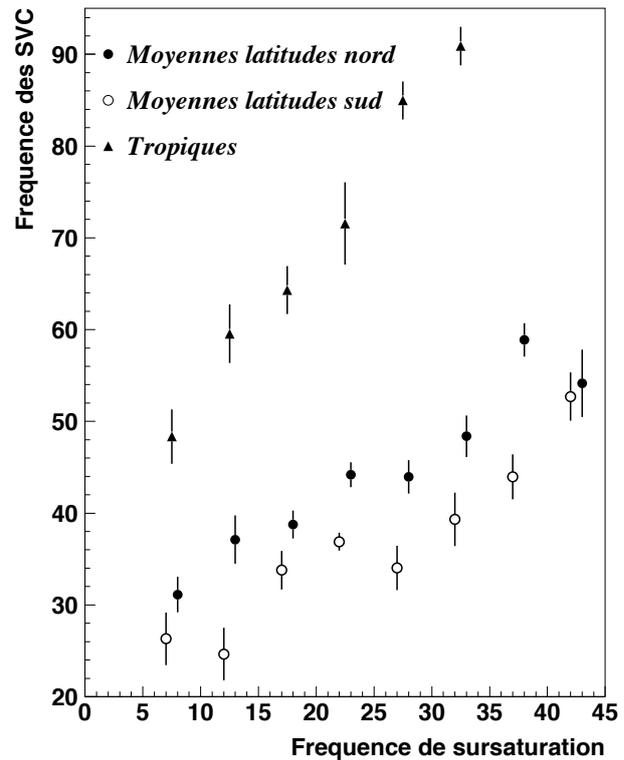


FIGURE II.11 — Corrélation entre les fréquences d'occurrence des SVC identifiés par SAGE et de la sursaturation en glace déterminée avec TOVS. Tropiques ($20^\circ \text{ N} - 20^\circ \text{ S}$), moyennes latitudes nord et sud ($20^\circ - 60^\circ \text{ N et S}$).

2.2 Distributions d'humidité relative pour les cirrus subvisibles

Les colocalisations donnent aussi lieu à une coïncidence entre les profils d'humidité relative TOVS et les cirrus subvisibles détectés par SAGE à partir de laquelle nous pouvons construire des distributions de l'humidité relative (de la couche de pression appropriée) dans les moyennes latitudes ($40^\circ - 60^\circ$ N et S confondus), la région $20^\circ - 40^\circ$ (N et S confondus), et les tropiques 20° N - 20° S. Toutes les saisons sont confondues et la Fig.II.12 montre aussi, pour comparaison, les distributions obtenues pour les scènes claires ainsi que pour les cirrus (fins et moyens) TOVS. Nous prenons l'humidité relative dans la couche 300-500 hPa pour les moyennes latitudes et dans la couche 100-300 hPa pour les autres régions.

Les distributions obtenues ici considèrent seulement des scènes TOVS concomitantes de ciel clair dans la haute troposphère pour isoler les cas où seuls les cirrus subvisibles détectés par SAGE sont présents. Dans tous les cas la distribution obtenue pour les SVC est entre la distribution de scène claire et celle des cirrus issues de TOVS, ce qui laisse apparaître une hiérarchie d'humidité relative croissante avec l'émissivité (l'épaisseur optique). Ceci offre une première intuition de l'influence de l'épaisseur optique ou de l'épaisseur géométrique sur l'humidité relative telle qu'elle est déterminée par TOVS. Nous allons maintenant préciser ces influences grâce à la synergie entre le sondeur AIRS et le lidar CALIOP.

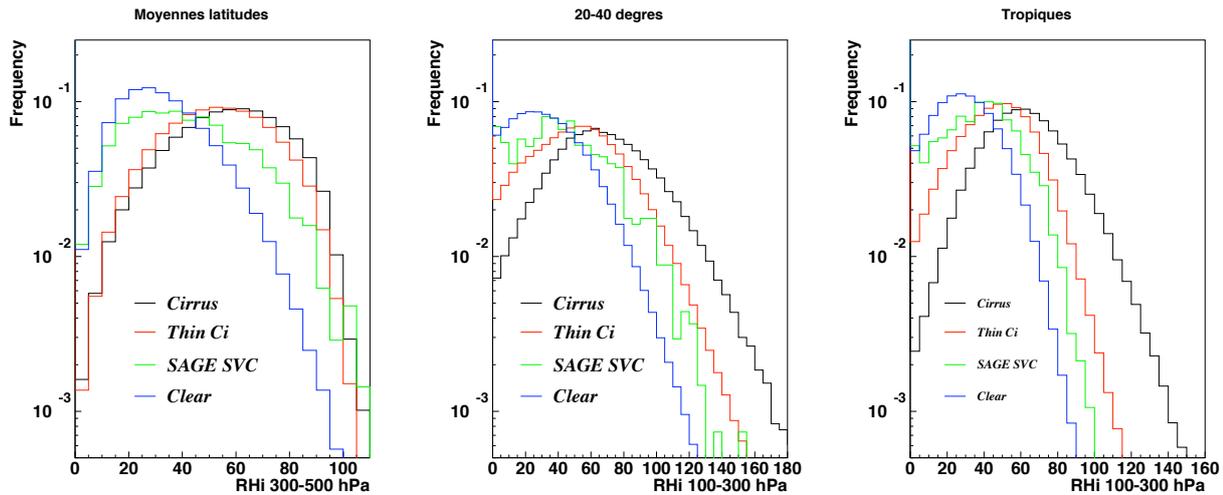


FIGURE II.12 – Distributions d'humidité relative par type de scène TOVS (clair, cirrus fins et cirrus) ainsi que pour les scènes colocalisées avec SAGE détectant des SVC. Moyennes latitudes ($40^\circ - 60^\circ$ N et S confondus) dans la couche 300-500 hPa, région entre 20° et 40° (N et S confondus) et tropiques (20° N - 20° S) dans la couche 100-300 hPa. Echelle logarithmique.

Troisième partie

Synergie AIRS - CALIOP : relations entre
humidité et épaisseurs géométrique et
optique des cirrus

1

Comparaison des climatologies AIRS et TOVS

1.1 Evaluation de l'impact de la présence des nuages sur la qualité des profils atmosphériques

Les propriétés nuageuses issues de AIRS ont été obtenues par une méthode très similaire à celle des données TOVS Path-B. A la différence de TOVS pour lequel les propriétés nuageuses ont été déterminées à l'échelle de l'empreinte MSU de 100 km, les propriétés nuageuses AIRS sont obtenues à l'échelle du spot AIRS de 13.5 km. Nous pourrions alors analyser plus en détail la composition nuageuse à l'intérieur d'un golfball à l'échelle de 45 km et son effet sur l'humidité relative déterminée à cette échelle.

Les fréquences d'occurrence des cirrus, mises à l'échelle de $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$, sont très semblables à celles de TOVS même si un peu plus faible. La détection des surfaces enneigées ou glacées à partir de AMSU efface en partie la grande fréquence de cirrus observés au-dessus de l'antarctique et qui n'étaient qu'un artefact, comme le montre la comparaison avec CALIOP dans la Fig.I.43.

Tout comme TOVS, les luminances observées par AIRS peuvent être contaminées par la présence de nuages. Pour cette raison les profils atmosphériques de température et de vapeur d'eau ne peuvent pas être déterminés au-delà d'une couverture effective de 0.8 (Susskind et al., 2003, leur Fig.2). Les données AIRS L2 sont fournies avec des critères de qualité (Susskind et al., 2006; Tobin et al., 2006) qui déterminent l'altitude maximale au-dessus de laquelle le profil est exploitable. Pour la haute troposphère nous considérerons seulement les profils dont le critère de qualité est bon au-dessus de 600 hPa, c'est-à-dire pour des pressions inférieures à 600 hPa.

Impact sur les statistiques des situations nuageuses identifiées

Comme dans la partie précédente nous pouvons mettre en évidence l'effet de contamination des luminances sur la qualité des profils, et d'abord par des statistiques des situations nuageuses lorsque ces profils sont de bonne qualité ou de qualité quelconque. Ceci est rendu possible par la détermination des propriétés nuageuses dans l'inversion LMD même lorsque les profils atmosphériques L2 sont de mauvaise qualité.

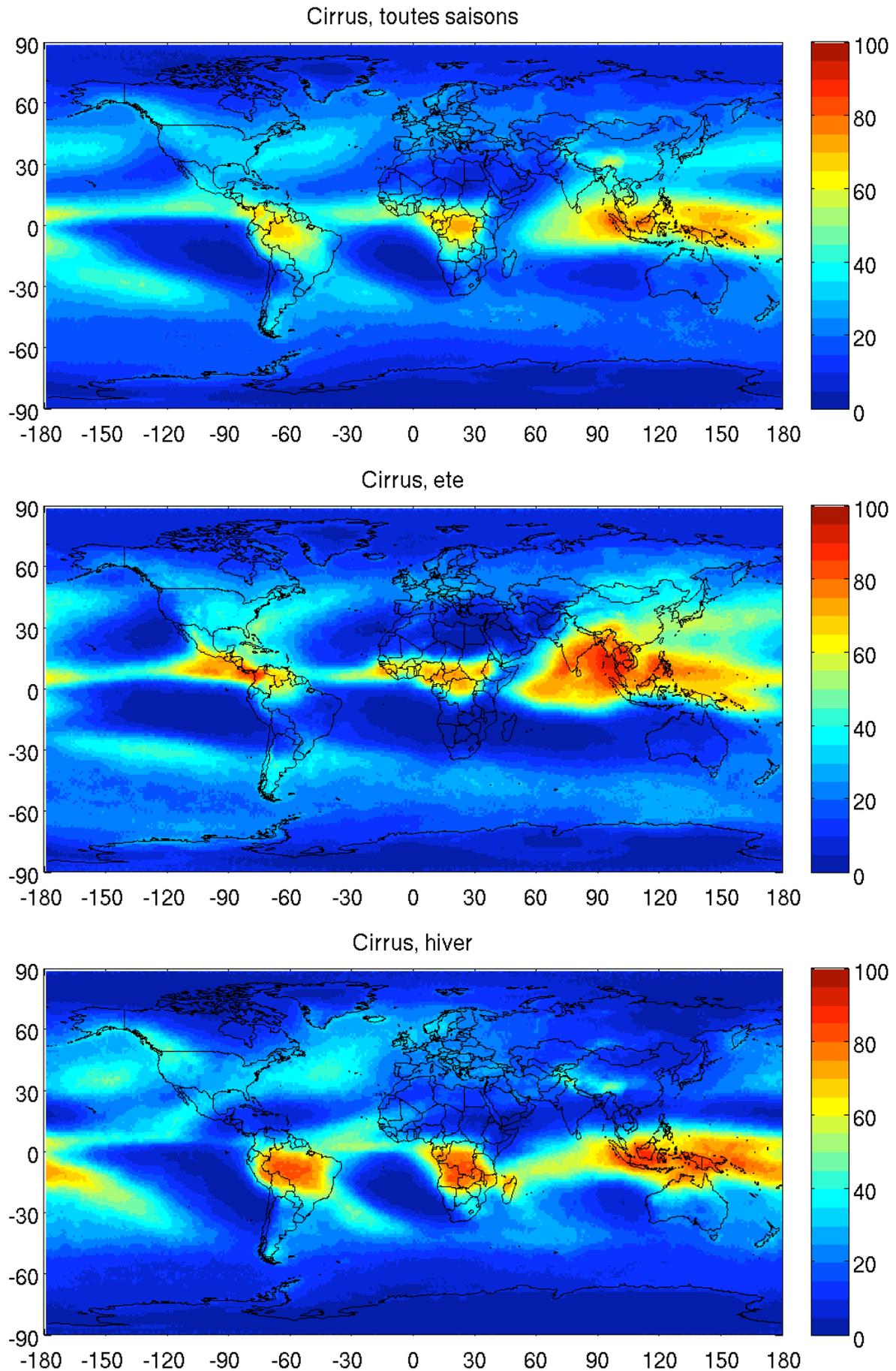


FIGURE III.1 – Fréquence d'occurrence des cirrus (cirrus fins et cirrus moyens) déterminés avec AIRS. Toutes saisons, été et hiver. Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

Les profils atmosphériques et leur critère de qualité sont donnés à l'échelle du golfball de 45 km alors que les propriétés nuageuses sont retrouvées à l'échelle du spot de 13.5 km. Pour attribuer une situation nuageuse au golfball nous considérons que la scène observée à cette échelle correspond à un type nuageux donné lorsque celui-ci est majoritaire dans le golfball.

Il peut arriver que des cirrus épais soient entourés de ciel clair ou de cirrus plus fins, cela contribue au succès de l'inversion des profils atmosphériques. De plus, l'émissivité moyenne d'un golfball composé majoritairement de cirrus épais peut être inférieure à 0.95 (séparation entre les cirrus moyens et épais). De même, l'émissivité moyenne peut être non nulle lorsque le golfball est majoritairement composée de ciel clair (et donc qualifié de "situation claire").

La table III.1 montre les distributions des types de situations nuageuses observées en incluant toutes les qualités des profils ("tout") ou uniquement les profils de bonne qualité ("qual") ainsi que la part de la statistique totale que représente le type considéré. Entre parenthèse nous indiquons l'émissivité moyenne du golfball.

Les statistiques sont montrées pour le globe ("glb"), les tropiques (20° N - 20° S, "trp") et les moyennes latitudes nord (40° - 60° N, "nh").

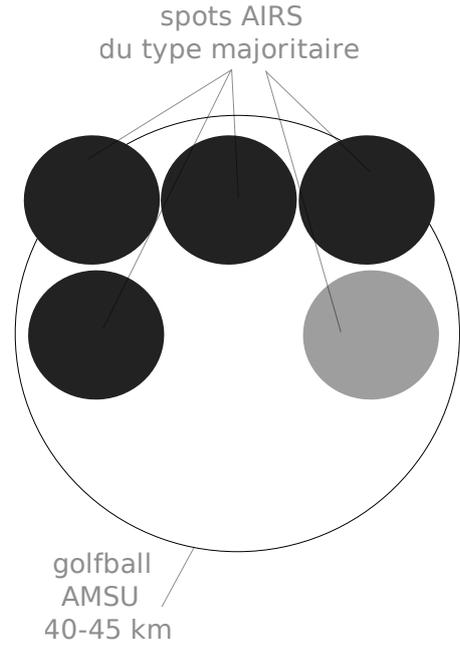


FIGURE III.2 – Cas d'hétérogénéité d'un golfball avec spots de type majoritaire.

TABLE III.1 – Distribution des situations nuageuses quelque soit la qualité des profils ("tout") ou uniquement pour les profils de bonne qualité ("qual"). Global ("glb"), tropiques ("trp"), et moyennes latitudes nord ("nh"). Toutes saisons. Entre parenthèses sont indiquées les émissivités moyennes du golfball.

Type	(glb) qual	(glb) tout	(trp) qual	(trp) tout	(nh) qual	(nh) tout
Cirrus épais	0.1 (0.81)	2.3 (0.96)	0.1 (0.77)	3.4 (0.95)	0.1 (0.82)	2.6 (0.96)
Cirrus moyens	4.6 (0.62)	10.9 (0.74)	6.3 (0.61)	15.2 (0.73)	6.0 (0.63)	13.5 (0.75)
Cirrus fins	10.3 (0.33)	8.5 (0.34)	19.4 (0.29)	17.3 (0.30)	9.7 (0.39)	8.0 (0.39)
Lmclds	37.4 (0.69)	40.4 (0.75)	19.0 (0.61)	19.22 (0.66)	48.6 (0.66)	49.3 (0.72)
Clair	47.6 (0.10)	37.8 (0.10)	55.2 (0.1)	44.9 (0.09)	35.7 (0.14)	26.6 (0.13)
Nb (% tot)	69.7 %	100 %	17.5 %	22.4 %	7.7 %	11.5 %

Les remarques qui s'appliquaient à TOVS sont aussi valables pour AIRS : il y a une augmentation de la proportion de scènes claires quand la qualité du profil passe de "tout" à seulement "qual". Nous remarquons que la résolution horizontale de AIRS, plus fine que celle de TOVS, apporte considérablement plus de scènes claires (environ 40 % contre moins de 10 % dans TOVS). Ces scènes peuvent être faiblement nuageuses, optiquement en-deçà de la sensibilité du capteur ou couvrant trop partiellement celui-ci.

La meilleure résolution horizontale de AIRS apporte aussi une amélioration dans la statistique de succès avec environ deux tiers de profils déterminés au lieu d'une moitié pour TOVS et ce quelque soit la région considérée.

A l'échelle du globe, la statistique de succès est naturellement moins bonne dans les zones géographiques à forte couverture nuageuse moyenne. C'est le cas par exemple de l'Atlantique nord et de la bande de nuages autour de l'Antarctique vers 60° S de latitude. La Fig.III.3 montre les fréquences d'occurrence des profils pour lesquels le critère de qualité est mauvais

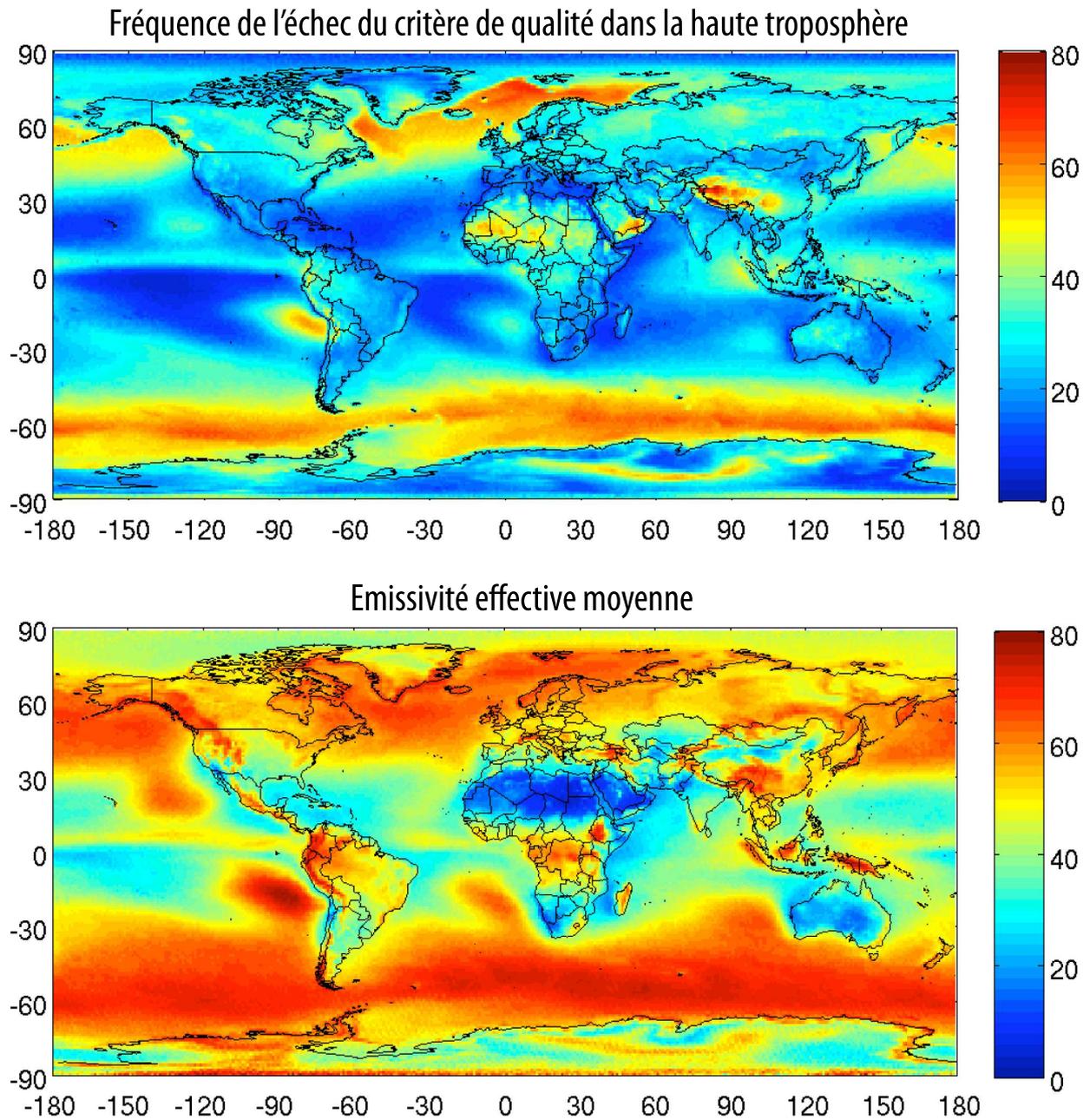


FIGURE III.3 – Fréquence du critère de “mauvaise qualité” (haut) des inversions AIRS L2 en relation avec la couverture nuageuse effective (bas). Moyenne sur six années de données AIRS (2003-2008).

(haut), elles se comparent assez bien aux émissivités moyennes obtenues sur les 6 années de données AIRS (bas). Nous remarquons au passage que les zones de déserts sont aussi affectées bien que dépourvues de nuages.

Par la suite nous n'utiliserons que les situations dont le profil est de bonne qualité. Ceci induit des biais dans les climatologies d'humidité relative même s'ils sont très certainement inférieurs à l'amplitude et aux variations de l'humidité relative à l'échelle globale.

Influence de l'homogénéité du golfball

Les résultats de la table III.1 ont été obtenus en considérant un type majoritaire par golfball quelque soit le nombre de spots correspondant à ce type. La table III.2 montre maintenant ces résultats sur tout le globe en fonction de la quantité de spots du type majoritaire (ou degré d'homogénéité) de 5 à 9, 9 signifiant que tout le golfball est rempli du même type de situation nuageuse.

L'effet selon lequel l'émissivité moyenne peut être non nulle lorsque la situation est majoritairement claire, ou inférieure à 0.95 lorsqu'elle est majoritairement composée de cirrus épais, disparaît alors lorsque le golfball devient complètement homogène. A mesure que le golfball devient de plus en plus homogène les situations les plus opaques (cirrus épais mais aussi cirrus moyens) permettent de moins en moins la bonne qualité de l'inversion des profils atmosphériques. Pour les situations parfaitement homogènes il ne reste ainsi que des situations claires, de nuages bas et moyens peu opaques, et de cirrus fins.

TABLE III.2 – *Distribution des situations nuageuses quelque soit la qualité des profils ("tout") ou uniquement pour les profils de bonne qualité ("qual") en fonction du nombre de spots du type majoritaire (ou degré d'homogénéité). Global, toutes saisons.*

Type	(5/9) qual	(5/9) tout	(7/9) qual	(7/9) tout	(9/9) qual	(9/9) tout
Cirrus épais	0.2 (0.84)	2.8 (0.93)	0.1 (0.92)	2.6 (0.97)	0.0 (0.99)	2.1 (0.99)
Cirrus moyens	6.5 (0.59)	11.0 (0.70)	5.1 (0.65)	12.5 (0.75)	0.9 (0.73)	10.0 (0.79)
Cirrus fins	11.9 (0.37)	10.8 (0.39)	10.8 (0.31)	9.1 (0.32)	6.3 (0.24)	4.6 (0.25)
Lmclds	41.4 (0.58)	41.9 (0.62)	36.6 (0.74)	38.9 (0.77)	27.1 (0.94)	37.1 (0.95)
Clair	40.1 (0.21)	33.5 (0.21)	47.4 (0.10)	36.9 (0.10)	65.7 (0)	46.1 (0)
Nb (% tot)	12.5 %	16.1 %	9.4 %	13.0 %	16.3 %	29.7 %

La table III.3 montre maintenant directement la statistique de succès de l'inversion en fonction du degré d'homogénéité du golfball indépendamment pour chaque type de situation nuageuse. Nous y avons détaillé les scènes de nuages bas et moyens en les séparant davantage en fonction de l'émissivité (nuages fins avec $\epsilon < 0.5$ et nuages moyens ou épais $\epsilon > 0.5$).

Pour les scènes où les nuages (bas, moyens ou hauts) sont optiquement fins le degré d'homogénéité influe peu, c'est-à-dire que même si le golfball est rempli par ces nuages la qualité n'est pas affectée. Par contre la présence grandissante de nuages plus épais affecte considérablement la qualité.

La statistique de succès des scènes claires montre une brutale diminution lorsque le golfball est entièrement clair laissant par ailleurs la statistique assez constante en dehors de ce cas (entre les cas 5/9 et 8/9). En effet, les scènes complètement claires (c'est-à-dire claires sur 45 km) sont plus à même de se produire au-dessus des déserts. Ces zones sont connues pour montrer des inversions de température à la surface qui influent sur la qualité de l'inversion du profil total. Nous avons pu le constater dans la Fig.III.3.

TABLE III.3 – Statistiques de bonne qualité des profils atmosphériques AIRS par catégorie de type nuageux en fonction du degré d'homogénéité du golfball de 5 à 9.

Type	5/9	6/9	7/9	8/9	9/9	toutes
Cirrus épais	11.0	10.8	10.8	11.1	9.0	10.4
Cirrus moyens	45.9	36.1	27.3	17.7	5.5	23.4
Cirrus fins	81.6	82.3	82.2	80.8	70.7	79.5
Nuages moyens fins	89.3	89.6	89.8	89.2	86.7	89.4
Nuages moyens moyens et épais	52.0	45.5	37.5	27.6	16.3	38.5
Nuages bas fins	93.9	92.8	91.5	89.4	83.3	92.6
Nuages bas moyens et épais	84.5	81.8	79.0	71.7	47.8	68.9
Clair	86.1	85.1	84.6	82.3	66.0	78.0

1.2 L'humidité relative en haute troposphère déterminée par AIRS

Dans les données AIRS L2, les températures de la haute troposphère sont fournies sur les niveaux standards 100, 150, 200, 250, 300, 400, et 500 hPa. Les champs de vapeur d'eau sont fournis en tant que rapports de mélange intégrés sur les couches délimitées par ces niveaux. On procède donc comme pour TOVS : l'humidité relative est déterminée en intégrant l'humidité spécifique de saturation sur les couches 100-150, 150-200, 200-250, 250-300, 300-400, et 400-500 hPa. Ceci représente un gain par rapport à TOVS où l'on disposait seulement d'informations sur les couches 100-300 et 300-500 hPa.

La Fig.III.4 illustre ce gain en montrant quelques échantillons de profils d'humidité relative. Pour comparaison, nous ajoutons les valeurs obtenues par une simulation des humidités relatives dans les couches de pression 100-300 et 300-500 hPa de TOVS. Ces simulations sont obtenues à partir des profils AIRS en utilisant une moyenne des champs q et q^s de AIRS entre 100 et 300 hPa et entre 300 et 500 hPa. Le grand nombre de niveaux de AIRS procure plus de précision sur la structure du profil, notamment lorsque celle-ci n'est pas linéaire.

Des études de validation des profils d'humidité de AIRS (Gettelman et al., 2004; Read et al., 2007) suggèrent de ne pas utiliser les mesures de vapeur d'eau lorsqu'elles se situent en-dessous d'un seuil de sensibilité nominal de l'instrument d'environ 10-20 ppmv pour l'humidité spécifique q . Lorsque l'air est très sec, la signature radiative de la vapeur d'eau dans les canaux utilisés pour l'inversion devient effectivement faible et approche le niveau de bruit des luminances. Ceci est particulièrement dommageable sous les tropiques à 100-150 hPa où les cirrus fins sont les plus fréquents près de la tropopause tropicale et où s'opèrent les processus d'échanges avec la stratosphère (par exemple Fueglistaler et al., 2009).

Montoux et al. (2009) concluent néanmoins que les faibles quantités de vapeur d'eau sont quand même exploitable à ce niveau même si moins précises. Nous décidons donc de montrer les résultats jusque 100 hPa même si les conclusions doivent être prises avec précaution pour la couche 100-150 hPa.

Climatologies de l'humidité relative

En utilisant les données dont les profils sont de bonne qualité, les Figs.III.5 et III.6 montrent des climatologies de l'humidité relative moyenne sur les couches AIRS entre 100 et 500 hPa. Pour les couches les plus basses et pour des températures supérieures à 243 K l'humidité relative

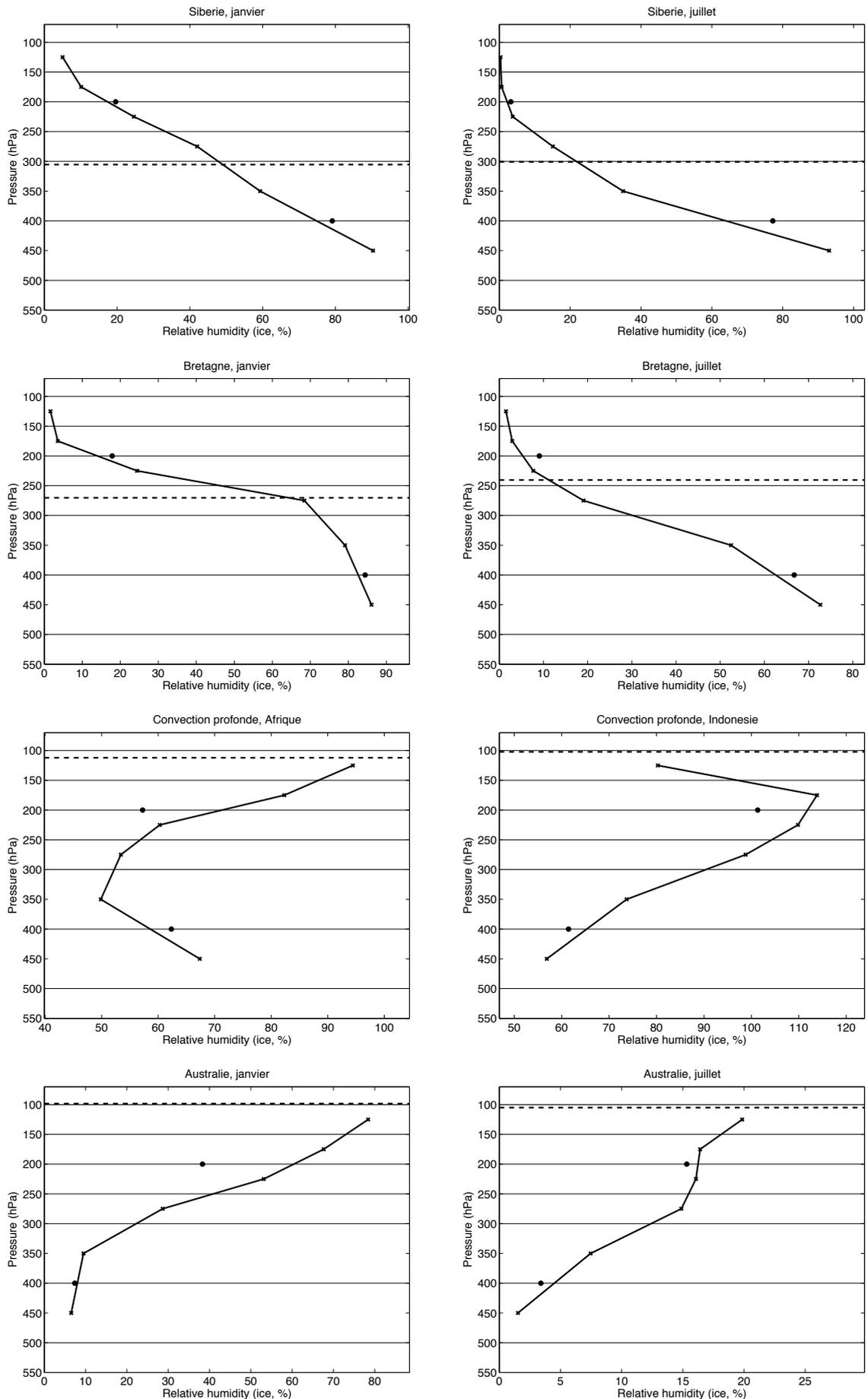


FIGURE III.4 – Quelques profils d'humidité relative (glace) calculés à partir des données AIRS. Les gros points sont les valeurs calculées en simulant l'humidité relative dans les couches 100-300 hPa et 300-500 hPa de TOVS. Source : analyse des données AIRS.

RHi est laissée comme telle, étant proche de RHw.

L'échelle est identique à celle des figures similaires faites pour TOVS. Nous voyons mieux comment les maxima de l'humidité relative suivent graduellement la tropopause depuis 100 hPa dans les tropiques jusque 300 hPa dans les zones polaires. Près de la tropopause tropicale l'humidité relative moyenne est de l'ordre de 70 %, ce qui est beaucoup plus élevé que l'humidité relative moyenne déterminée par TOVS pour une résolution de 100-300 hPa (entre 40 et 60 %) . Dans les zones polaires les humidités relatives de AIRS sont également plus élevées (environ 70 % à la fois dans la couche 300-400 hPa et dans la couche 400-500 hPa) que celles de TOVS (environ 50 % dans la couche 300-500 hPa). Là où TOVS ne permettait pas de distinguer l'altitude des courants jet sous-tropicaux entre 100 et 300 hPa nous observons maintenant que ceux-ci sont localisés entre 200 et 300 hPa. Ces observations suggèrent que le gain en résolution verticale en passant de TOVS à AIRS apporte non seulement plus de détails en discrétisant l'étude sur plus de niveaux mais montre également que l'on parvient à des humidités relatives moyennes plus élevées. C'est un premier indice de l'impact de la résolution verticale sur la mesure de l'humidité relative de la haute troposphère à partir des sondeurs.

En comparant les Figs.III.5 et III.6 avec les Figs.II.3 et II.4 nous remarquons que l'humidité relative obtenue avec TOVS dans la couche 100-300 hPa correspond davantage aux humidités relatives obtenues avec AIRS dans les couches entre 200 et 300 hPa (entre 200 et 250 hPa dans les zones polaires). Cela montre que TOVS est plutôt sensible à la moitié inférieure de la couche 100-300 hPa, ce qui peut s'expliquer par la croissance exponentielle de la teneur en vapeur d'eau du haut de l'atmosphère vers le sol.

En annexe, les Figs.VI.4 et VI.5 montrent finalement les cartes d'humidité relative moyenne sur les couches AIRS séparément pour l'été boréal et l'hiver boréal. Elles sont d'un intérêt second dans notre discussion. Toutefois, nous y observons une grande différence entre l'été et l'hiver dans les tropiques dans la couche 100-150 hPa. Cette différence peut résulter d'une différence de température compte-tenu de la sensibilité de la pression de vapeur saturante à la température. En effet la tropopause est en moyenne plus froide de 5 K pendant l'hiver boréal (Fig.I.3), la zone située en-dessous est probablement aussi plus froide.

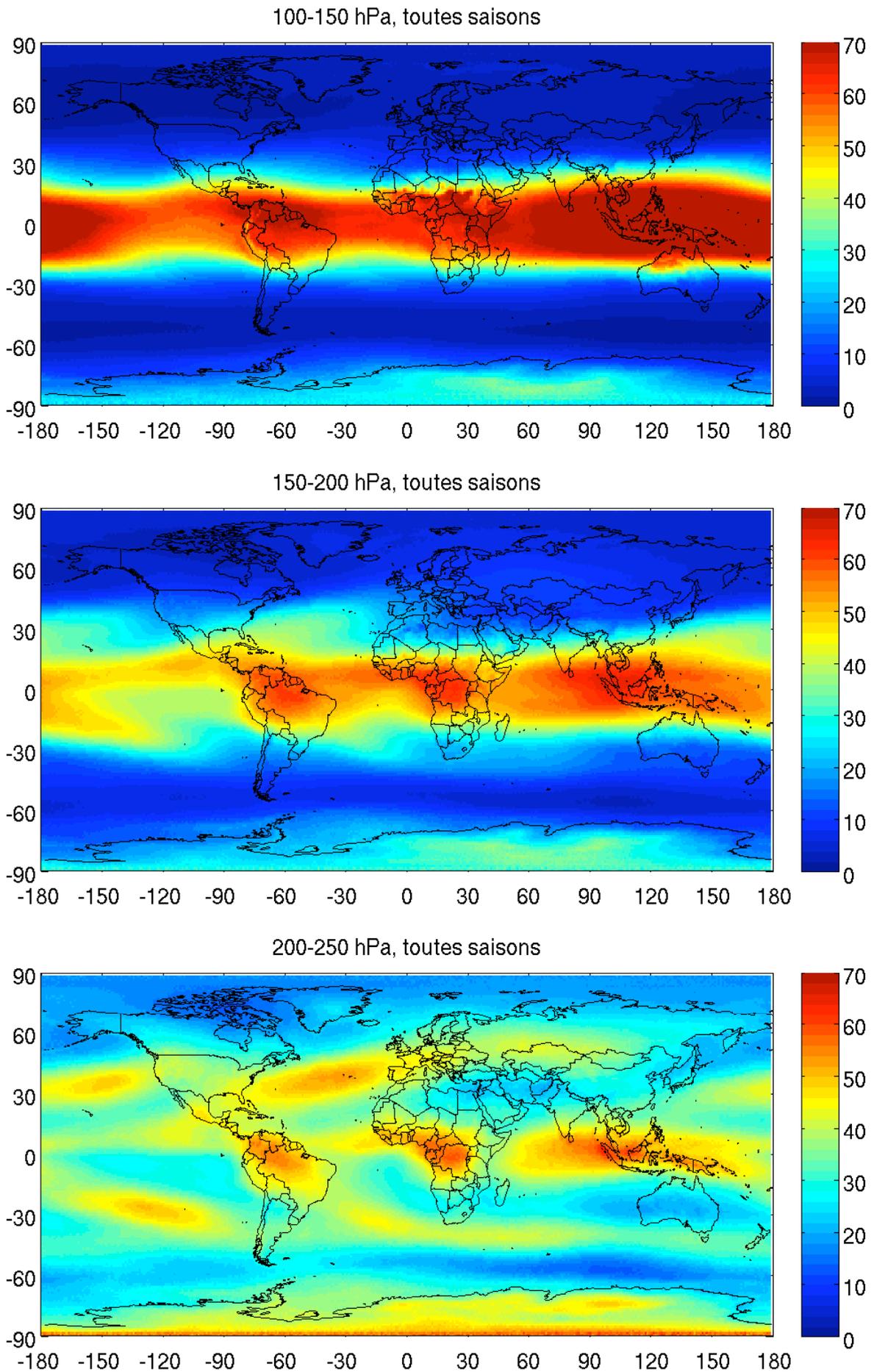


FIGURE III.5 – Humidité relative moyenne sur les niveaux AIRS entre 100 et 250 hPa, toutes saisons confondues. Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

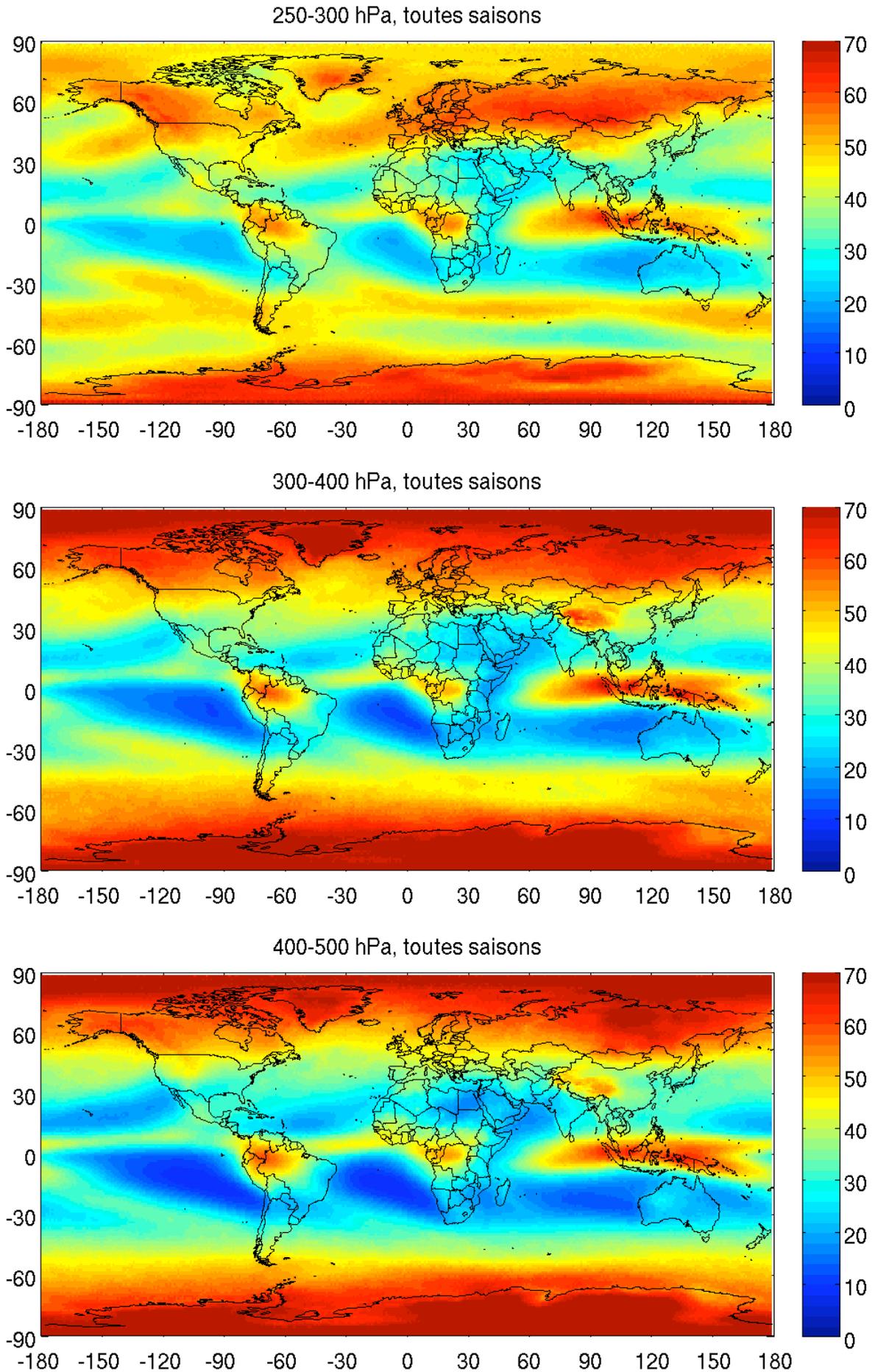


FIGURE III.6 – Humidité relative moyenne sur les niveaux AIRS entre 250 et 500 hPa, toutes saisons confondues. Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

2

Distributions d'humidité relative

Comme dans la partie II nous étudions de nouveau des distributions de l'humidité relative en fonction du type de situation nuageuse identifiée par AIRS. Nous considérons le type de situation majoritaire dans le golfball en se restreignant d'abord aux cas très homogènes pour lesquels ce type est représenté par au moins 8 des 9 spots. La pression p_{cld} des nuages est la moyenne des pressions déterminées pour chaque spot nuageux du type majoritaire. TOVS nous donnait l'humidité relative soit dans la couche 100-300 hPa soit dans la couche 300-500 hPa. AIRS permet de séparer en plus de couches. La Fig.III.7 montre alors les résultats pour les couches 250-300 et 300-400 hPa dans les moyennes latitudes (40° - 60° N et S) et la Fig.III.8 pour les couches 150-200 et 200-250 hPa dans les tropiques (20° N - 20° S). Comme pour TOVS nous nous restreignons aux cas où la tropopause n'empiète pas la couche considérée et pour lesquels la température de bas de la couche est inférieure à 243 K.

Différences clair/nuageux

Comme auparavant pour TOVS nous observons d'un côté les situations claires peu humides et de l'autre les situations de cirrus plus humides. Par contre, les situations de ciel clair et de nuages bas et moyens montrent des distributions beaucoup plus semblables entre elles (pour chaque couche et chaque région) qu'elles ne l'étaient pour TOVS. La distinction ciel clair/nuage bas ou moyen est probablement moins bien résolue par AIRS, car dans la détection nuageuse AIRS il n'y a pas de test à micro-ondes.

Dans les tropiques la différence entre cirrus fins et moyens observée avec TOVS dans la partie II n'apparaît que dans la couche 200-250 hPa, ce qui indique, une nouvelle fois, que TOVS est surtout sensible à la moitié inférieure de la couche 100-300 hPa.

Dans les tropiques à 100-150 hPa, et pour des golfballs très homogènes, il n'y a pas de cirrus plus épais que $\epsilon = 0.5$ et peu de cirrus fins (table III.2). C'est la raison pour laquelle nous n'avons pas montré la distribution d'humidité relative associée. Des cirrus très fins (voire subvisibles) dominent probablement le paysage près de la tropopause tropicale.

En annexe les Figs.VI.2 et VI.3 montrent des différences entre les distributions en hiver et en été. Celles-ci sont en général un peu plus humides en hiver avec surtout de plus longues queues de distributions, ce qui est probablement dû à des températures plus froides. Nous ne l'observons pas avec TOVS probablement parce que la moins bonne résolution verticale de cet instrument ne permettait pas assez de sensibilité.

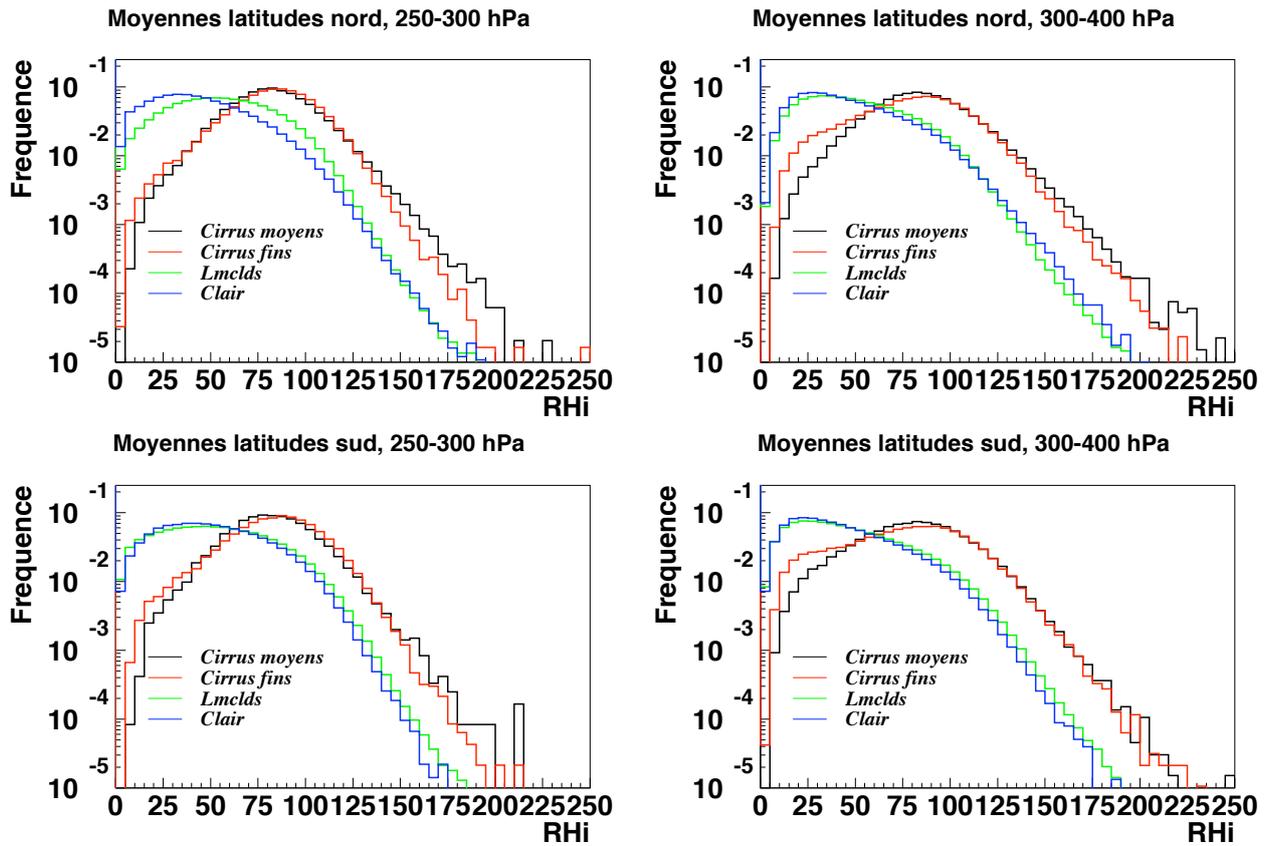


FIGURE III.7 – Distributions d'humidité relative des couches 250-300 hPa (gauche) et 300-400 hPa (droite) dans les moyennes latitudes (haut : 40°-60° N, bas : 40°-60° S) par type de situation nuageuse AIRS. Toutes saisons. Echelle logarithmique. Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

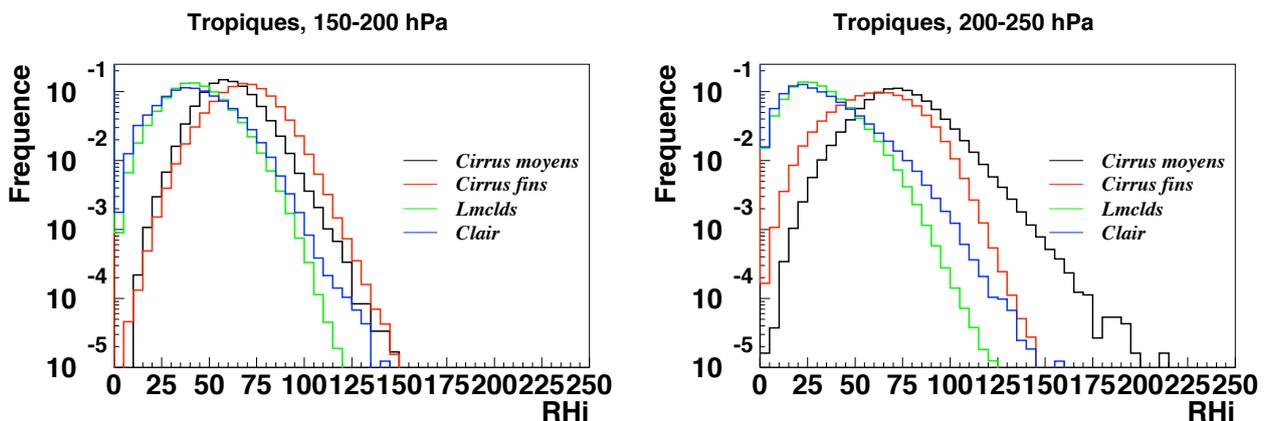


FIGURE III.8 – Distributions d'humidité relative des couches 150-200 (gauche), et 200-250 hPa (droite) dans les tropiques (20° N - 20° S) par type de situation nuageuse AIRS. Toutes saisons. Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

Pics de distribution dans les cirrus et influence de la couverture en cirrus

Les pics des distributions des cirrus sont en général plus élevés que ceux observés par TOVS (Fig.II.5) : autour de 80 % dans les moyennes latitudes au lieu de 50-60 % pour TOVS. Dans les tropiques, les pics sont plus faibles que dans les moyennes latitudes (60-75 %) mais sont aussi plus élevés que pour TOVS (50-60 %). Les queues des distributions montrent également des valeurs beaucoup plus élevées dans AIRS. Ces deux observations témoignent du gain de résolution verticale avec AIRS, il permet de se rapprocher des conditions in situ pour lesquelles les distributions piquent à 100 %. Toutefois, ces conditions ne sont pas encore atteintes.

Nous pouvons dans un premier temps évaluer l'influence de la couverture en cirrus sur ces distributions. En effet, dans les Figs.III.7 et III.8 la situation nuageuse est prise avec un grand degré d'homogénéité dans le golfball AIRS. Pour évaluer l'impact de la couverture en cirrus nous sélectionnons les situations pour lesquelles le golfball est composé de 1, 3, 5, ou 7 spots du type cirrus (fins et moyens étudiés séparément) alors que le reste du golfball est composé de ciel clair dans la haute troposphère (clair ou nuages bas et moyens). Le nombre de spots de type cirrus fin ou cirrus moyen témoigne alors de leur couverture.

La Fig.III.9 montre alors, pour les cirrus fins (gauche) et moyens (droite) et dans les couches les plus représentatives (tropiques entre 150 et 250 hPa, et moyennes latitudes entre 250 et 400 hPa), les distributions d'humidité relative des situations composées de 1, 3, 5, ou 7 spots de type cirrus.

Dans toutes les couches et toutes les régions considérées les distributions sont de plus en plus sèches lorsque les cirrus sont de moins en moins présents. Les pics des distributions diminuent au maximum de 15 % et la forme des distributions s'étend souvent vers des valeurs d'humidité relative faibles.

Nous pourrions penser qu'une couverture plus faible en cirrus laisse la sursaturation autour de ces nuages apparaître dans les distributions et contribuer à une augmentation de l'humidité relative déterminée par AIRS. Ce n'est pas le cas, les maxima d'humidité relative sont atteints lorsque le golfball est le plus homogène. Cela montre que nous ne pouvons pas atteindre une distribution proche de celles des mesures in situ (pics à 100 %) en analysant l'influence de la couverture en cirrus. Dans le chapitre suivant nous y parviendrons en analysant l'influence de l'épaisseur géométrique des cirrus.

Variabilité interhémisphérique

Dans la Fig.II.7 nous avons montré des distributions de l'humidité relative dans les moyennes latitudes nord et sud en confondant toutes les situations nuageuses. Nous cherchions alors une différence interhémisphérique susceptible de mettre en évidence une différence entre les seuils de nucléation des cristaux entre l'hémisphère sud et l'hémisphère nord plus pollué. Cette différence était suggérée par l'étude de mesures in situ par Haag et al. (2003).

La Fig.III.10 montre ces mêmes différences interhémisphériques à l'aide des données AIRS dans les couches de pression 250-300 et 300-400 hPa. De même qu'avec TOVS nous observons une différence qui va dans le sens opposé de la suggestion de Haag et al. (2003). C'est en contradiction avec Gettelman et al. (2006a) (leur Fig.12) qui, avec des données AIRS, montrent non seulement des occurrences de sursaturation plus élevées dans l'hémisphère sud mais aussi des valeurs d'humidité relative pouvant atteindre 250 % au lieu de 200 % dans notre Fig.III.10.

Cependant, Gettelman et al. (2006a) déterminent l'humidité relative à partir des données AIRS d'une version antérieure (version 3) à la nôtre (version 5), et sur une couche de pression

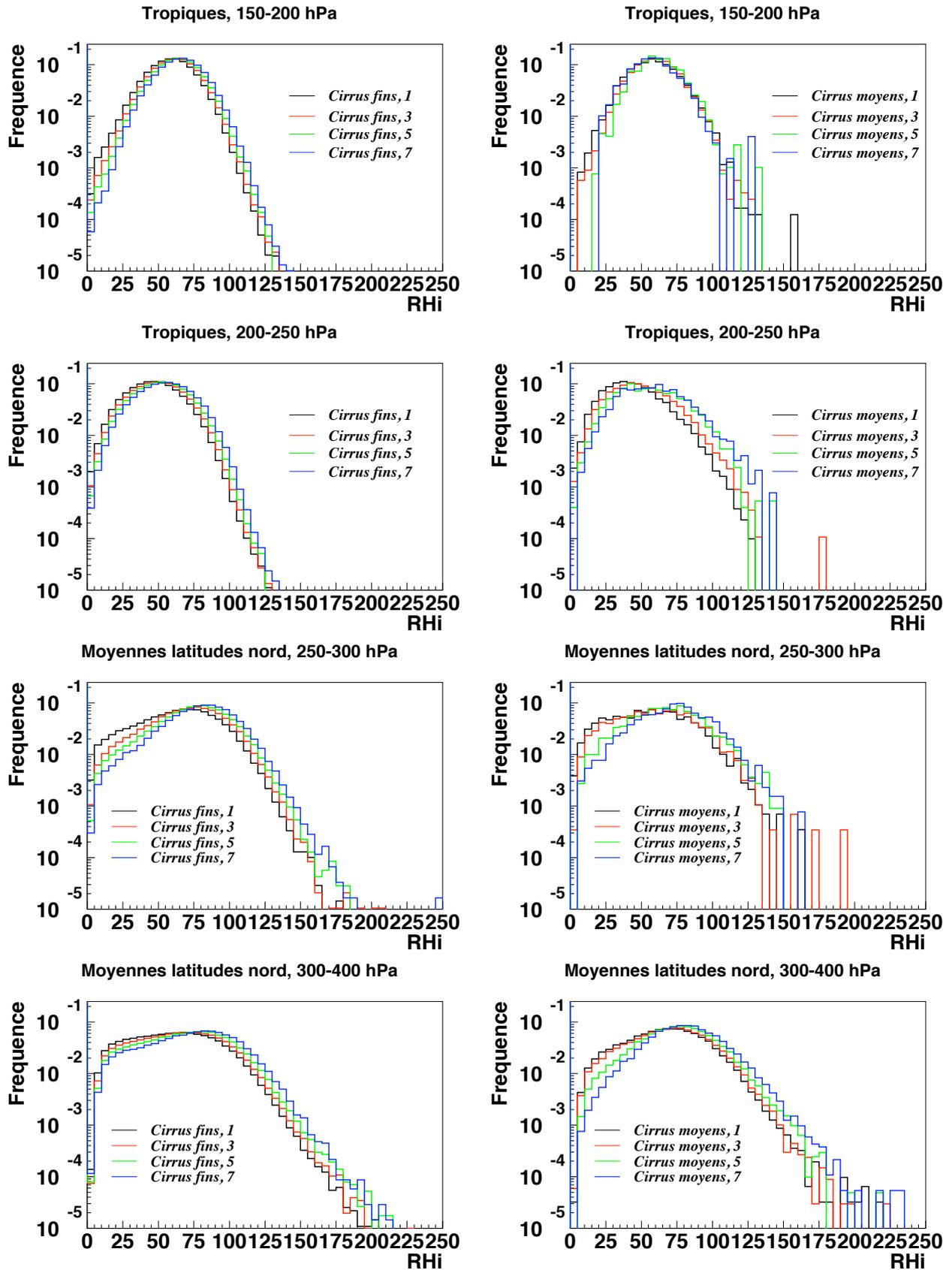
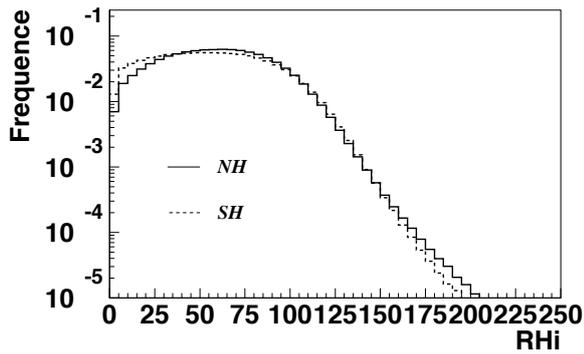


FIGURE III.9 – De bas en haut : distributions d'humidité relative des couches 150-200 et 200-250 hPa dans les tropiques (20° N - 20° S) et 250-300 et 300-400 hPa dans les moyennes latitudes nord (40° - 60° N) pour les cirrus fins (gauche) et les cirrus moyens (droite). Les catégories considèrent le nombre de spots AIRS de type cirrus fin ou cirrus moyen, tout autre spot étant clair ou nuageux bas ou moyen. Toutes saisons. Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

équivalente à 200-400 hPa, ce qui est moins résolu. Haag et al. (2003) proposent que la différence entre les seuils de nucléation se manifeste à proximité des cirrus mais pas directement à l'intérieur des cirrus. Gettelman et al. (2006a) sont donc moins enclin que nous à être dans cette situation. Nous ne sommes par conséquent pas favorables à leurs conclusions. Nous allons d'ailleurs mettre en évidence l'influence de l'épaisseur géométrique des cirrus (déterminée avec le lidar CALIOP) sur la détermination de l'humidité relative AIRS. Nous verrons qu'il est impossible de mesurer avec précision les variations de l'humidité relative, et de surcroît le degré de sursaturation, lorsque celles-ci s'opèrent sur des échelles très fines (c'est-à-dire plus fines que la résolution verticale).

Différences interhémisphériques, 250-300 hPa, 2003-2008



Différences interhémisphériques, 300-400 hPa, 2003-2008

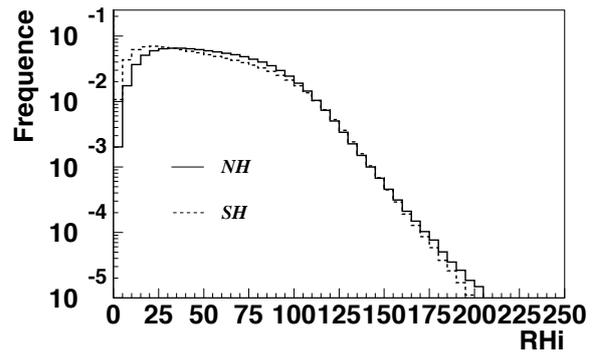


FIGURE III.10 – Distributions d'humidité relative dans la couche 250-300 hPa (gauche) et 300-400 hPa (droite) dans les moyennes latitudes nord et sud ($40^\circ - 60^\circ$ N et S). Toutes observations AIRS 2003-2008.

3

Relations entre l'humidité relative de AIRS et les épaisseurs géométrique et optique des cirrus déterminées avec CALIOP

La synergie des observations d'un sondeur infrarouge avec un lidar nous permettent pour la première fois d'explorer plus en détail les relations entre la structure des cirrus et les profils atmosphériques de manière globale et continue. Les données colocalisées AIRS-CALIOP nous permettent d'étudier des relations entre l'humidité relative de AIRS et les épaisseurs optique et géométrique des cirrus détectés par CALIOP.

3.1 Relations entre l'humidité relative et l'épaisseur géométrique des cirrus

Une des raisons principales pour expliquer la différence entre les distributions d'humidité relative issues de sondeurs infrarouges (TOVS ou AIRS) et celles issues de mesures in situ est que les cirrus sont géométriquement plus fins que les couches de pression sur lesquelles l'humidité est déterminée (Stubenrauch and Schumann, 2005a; Kahn et al., 2008b).

Il apparaît donc naturel d'explorer des relations entre l'humidité relative et l'épaisseur géométrique des nuages. La Fig.III.11 pour les moyennes latitudes nord et sud (40° - 60° N et S), la Fig.III.12 pour les zones polaires (au-delà de 70° N et S), et la Fig.III.13 pour les tropiques (20° N - 20° S) montrent alors l'humidité relative moyenne (en %) en fonction de l'épaisseur géométrique (en km) des cirrus. Pour chaque zone nous considérons les couches de pression les plus appropriées en rejetant les cas où la tropopause se situe dans la couche. Nous nous assurons également que le milieu apparent du nuage se situe à l'intérieur de la couche de pression considérée et que la température au bas de la couche est inférieure à 243 K de sorte que les nuages soient majoritairement composés de glace. Les déviations standards (barres d'erreur) associées aux plages d'épaisseurs donnent la largeur des distributions concomitantes de RH_i. Ces distributions sont supposées à peu près gaussiennes, ce qui est proche de la réalité en dehors des queues de distribution de RH_i que nous avons pu observer dans les Figs.III.7 et III.8.

Dans tous les cas nous observons une **très nette corrélation positive** entre l'épaisseur géométrique des cirrus et l'humidité relative moyenne. Cette dernière peut être très faible (autour de 60 %) en présence de nuages très fins et jusqu'à environ 100-110 % en présence de

nuages très étendus verticalement.

Quelques soient la couche et la zone géographique considérées l'humidité relative n'excède pas 80 % environ lorsque l'extension verticale des cirrus est comparable à l'épaisseur de la couche de pression (2-3 km). Il faut en effet attendre des épaisseurs de nuages équivalentes à 2 à 3 fois l'épaisseur d'une couche pour que l'humidité relative atteigne 100 %.

Pour les moyennes latitudes et les zones polaires les résultats sont assez comparables d'une couche à une autre. Pour les tropiques la couche 100-150 hPa se démarque des autres qui montrent des corrélations légèrement plus faibles. La corrélation qui y est observée reflète les valeurs moyennes globalement plus élevées à cette altitude que dans les couches inférieures.

Ces observations nous mènent à faire la distinction entre résolution verticale et extension des couches de pression standards du produit AIRS L2. En effet, même si plusieurs auteurs (Gettelman et al., 2004; Susskind et al., 2006; Tobin et al., 2006) suggèrent une résolution de 2-3 km en relation avec l'espacement des niveaux de pression L2, Maddy and Barnet (2008) montrent que la résolution verticale réelle peut être bien moins bonne, surtout dans la haute troposphère : 4 km en-dessous de 300 hPa et 6-7 km au-dessus de 300 hPa.

Dans les figures III.11 à III.13 des humidités relatives moyennes autour de 100 % apparaissent seulement pour des extensions des nuages de 5-6 km, l'étude de Maddy and Barnet (2008) suggère alors que c'est seulement dans ces conditions que l'on s'approche de la résolution verticale de AIRS et donc de la mesure in situ dans les cirrus.

Il est possible que les faibles valeurs de RH_i dans les tropiques en-dessous de 150 hPa, par rapport aux valeurs des moyennes latitudes, soient liées une résolution moins bonne au-dessus de 300 hPa. Cependant, la couche 100-150 hPa ne vérifie pas ce constat puisque les valeurs observées sont comparables à celles des autres régions, ce qui montre le caractère très particulier de cette couche.

Dans tous les cas, les humidités relatives moyennes sont très faibles pour les cirrus les plus fins. La variabilité de l'humidité relative à petite échelle autour de ces cirrus ne peut pas être observée, notamment la finesse des phénomènes qui régissent la nucléation des cristaux de glace. C'est la raison pour laquelle nous estimons que la discussion sur les seuils de nucléation n'est pas viable.

Nous analysons maintenant l'influence de l'épaisseur optique des cirrus sur la relation entre l'humidité relative et l'épaisseur géométrique de ces nuages.

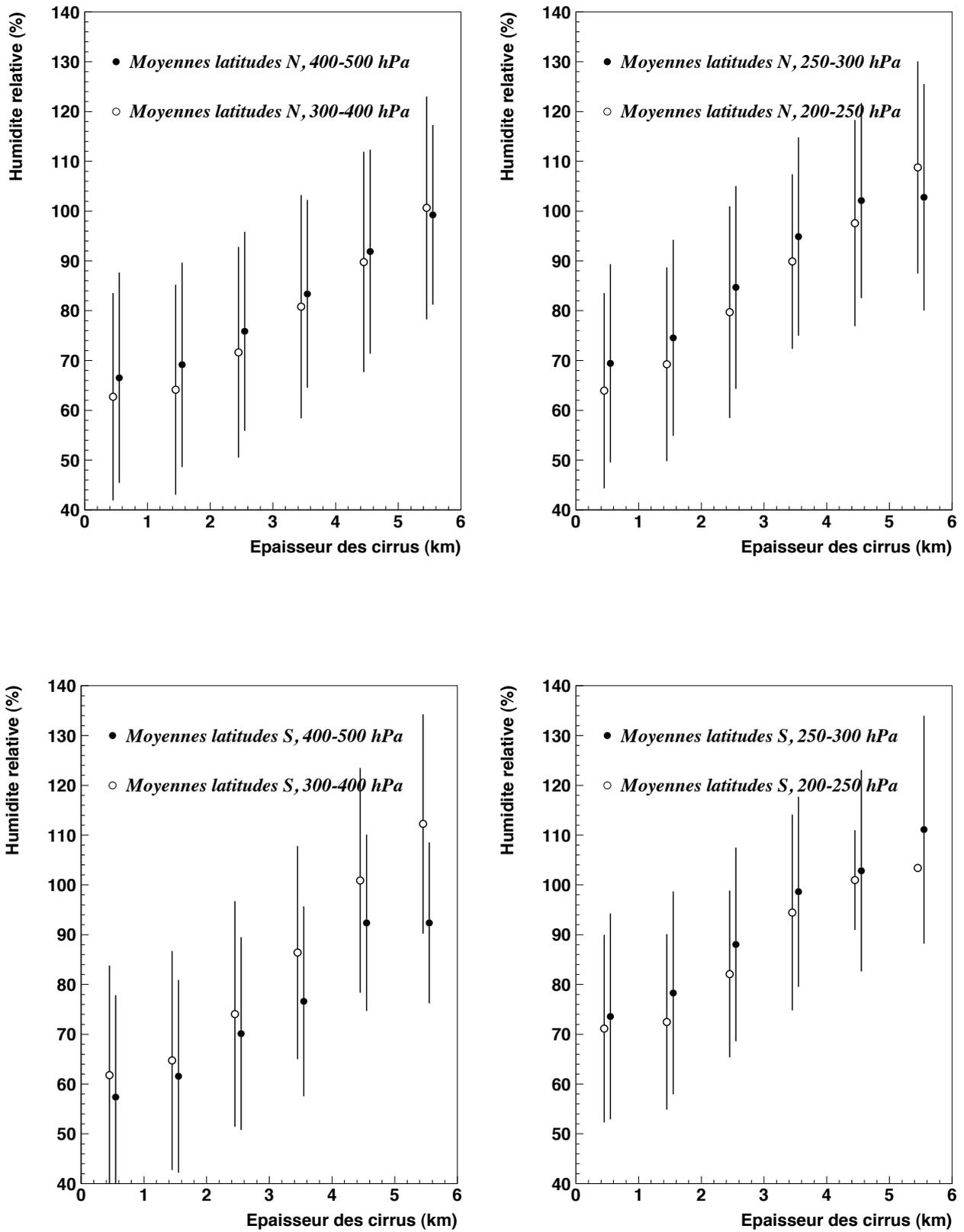


FIGURE III.11 – Humidité relative moyenne en fonction de l'épaisseur géométrique des cirrus (km) dans les couches 400-500, 300-400, 250-300 et 200-250 hPa dans les moyennes latitudes nord (haut) et sud (bas).

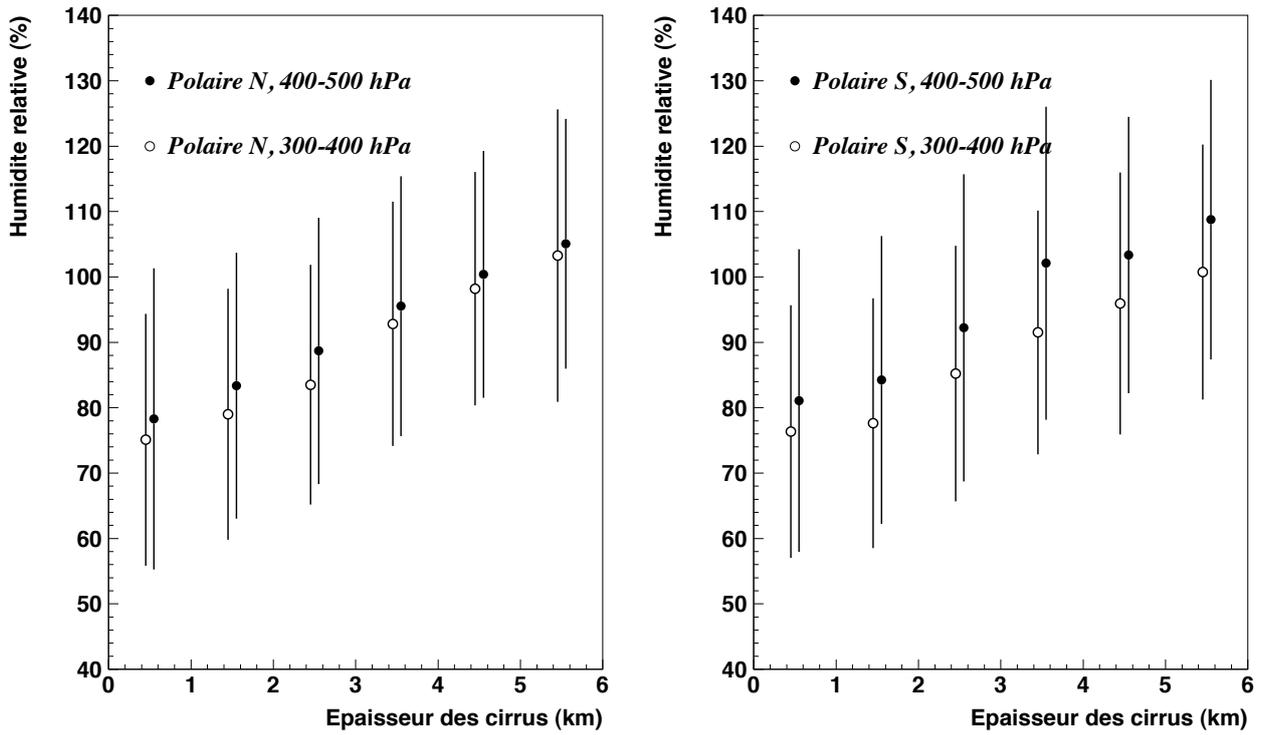


FIGURE III.12 – Humidité relative moyenne en fonction de l'épaisseur géométrique des cirrus (km) dans les couches 400-500 et 300-400 hPa dans les zones polaires nord (gauche) et sud (droit).

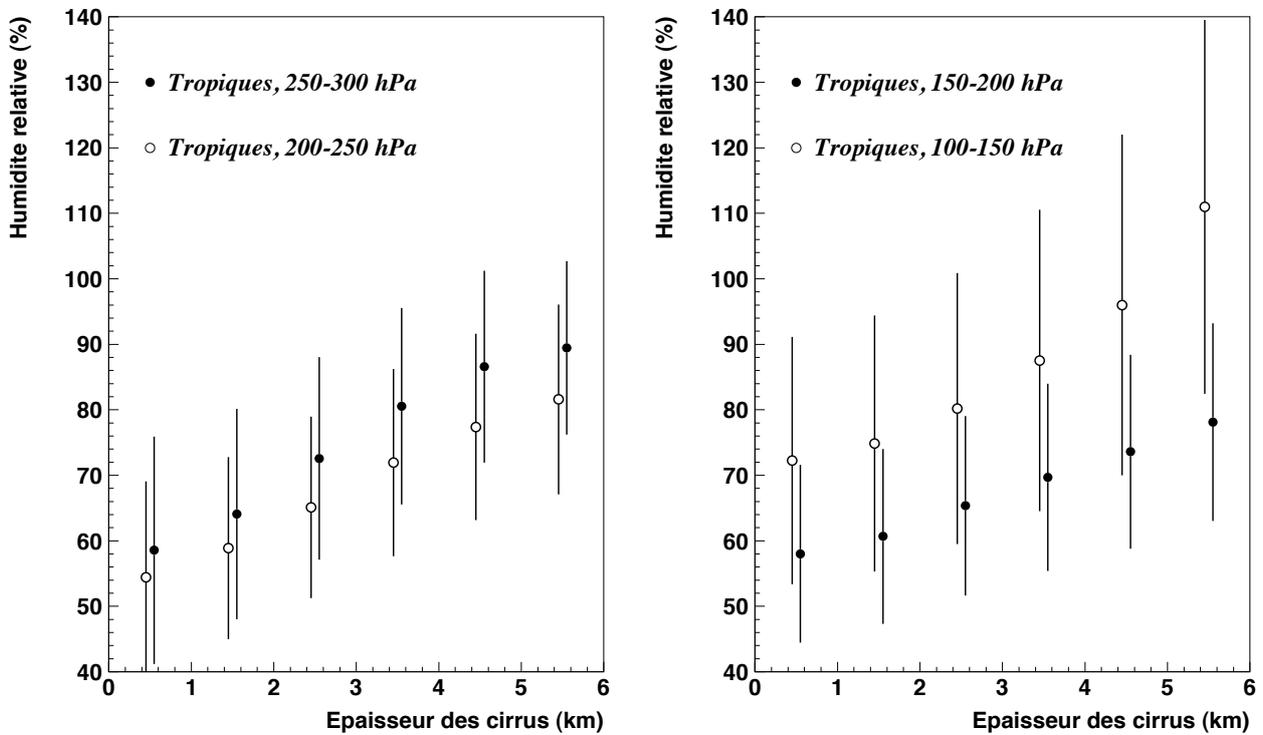


FIGURE III.13 – Humidité relative moyenne en fonction de l'épaisseur géométrique des cirrus (km) dans les couches 250-300, 200-250, 150-200, et 100-150 hPa dans les tropiques.

3.2 Relations entre l'humidité relative et les épaisseurs optique et géométrique des cirrus

Pour des raisons statistiques cette étude n'a pu être menée que dans les moyennes latitudes (nord et sud combinées) dans les couches 300-400 et 250-300 hPa et dans les tropiques dans les couches 200-250 et 150-200 hPa. Nous utilisons les épaisseurs optiques CALIOP déterminées et corrigées avec la fonction $\eta(\tau_{LID}) \pm \delta\eta$ (partie I, section 5.2). Pour prendre en compte les incertitudes dans l'estimation de ces épaisseurs optiques nous considérons des catégories bien distinctes auxquelles appartiennent les épaisseurs optiques ainsi que leurs incertitudes évaluées avec $\delta\eta$. Dans les tropiques, où les cirrus étudiés sont optiquement plus fins (Fig.I.39) nous distinguons les deux catégories $\tau < 0.3$ et $\tau > 0.6$. Dans les moyennes latitudes nous distinguons plutôt les catégories $\tau < 0.5$ et $\tau > 1$.

Les Figs.III.14 (pour les moyennes latitudes) et III.15 (pour les tropiques) montrent alors, de manière conjointe pour les deux catégories d'épaisseurs optiques, les distributions de RHi (gauche), les distributions des épaisseurs géométriques (milieu) et les relations entre humidité relative moyenne et épaisseur géométrique (droite).

Nous observons que :

- Les distributions de RHi (gauche) montrent des valeurs légèrement plus élevées lorsque les cirrus sont les plus épais optiquement.
- Les distributions de l'épaisseur géométrique (milieu) montrent que celle-ci a une certaine corrélation avec l'épaisseur optique. Les cirrus optiquement plus fins peuvent toutefois atteindre des épaisseurs géométriques élevées. Dans les tropiques Wang et al. (1997) ont observé des cirrus subvisibles jusque 6 km d'épaisseur et dans les moyennes latitudes Sassen and Comstock (2001b) montrent une grande variabilité dans la relation entre épaisseurs optique et géométrique.
- La corrélation entre l'épaisseur géométrique et l'humidité relative (droite) vue précédemment semble peu influencée par l'épaisseur optique. Il arrive même, en contradiction apparente avec les distributions de RHi, que l'humidité relative moyenne des cirrus optiquement plus épais soit plus faible à épaisseur géométrique comparable. Cependant, les déviations standards sont larges et les différences entre les deux catégories d'épaisseur optique sont peu significatives.

L'interprétation finale est donc la suivante : dans une relation entre l'épaisseur géométrique des cirrus et l'humidité relative ne distinguant pas les épaisseurs optiques (comme dans les Figs.III.11 à III.13) les cirrus optiquement plus fins représentent davantage les cirrus dont l'épaisseur géométrique est faible. Inversement, les cirrus optiquement plus épais représentent davantage les cirrus dont l'épaisseur géométrique est élevée. Il est ainsi possible de retrouver les différences dans les distributions de RHi pour les deux catégories d'épaisseur optique (Figs.III.14 et III.15, gauche) malgré les corrélations très semblables entre l'épaisseur géométrique et l'humidité relative pour ces deux catégories d'épaisseur optique.

En conclusion, l'humidité relative telle qu'elle est déterminée avec AIRS montre une plus grande corrélation avec l'épaisseur géométrique qu'avec l'épaisseur optique. En comparaison des distributions des Figs.III.7, III.8 et III.9 la Fig.III.16 montre des distributions d'humidité relative pour les cirrus d'épaisseurs inférieures à 2 km et supérieures à 4 km. Les résultats sont montrés en combinant les informations des deux hémisphères dans les couches 400-500 et 300-400 hPa dans les zones polaires, 300-400 et 250-300 hPa dans les moyennes latitudes, et 200-250 et 150-200 hPa dans les tropiques. Les différences observées dans la Fig.III.16 sont **sans commune mesure** avec les différences constatées pour différents types de cirrus ou de couvertures nuageuses.

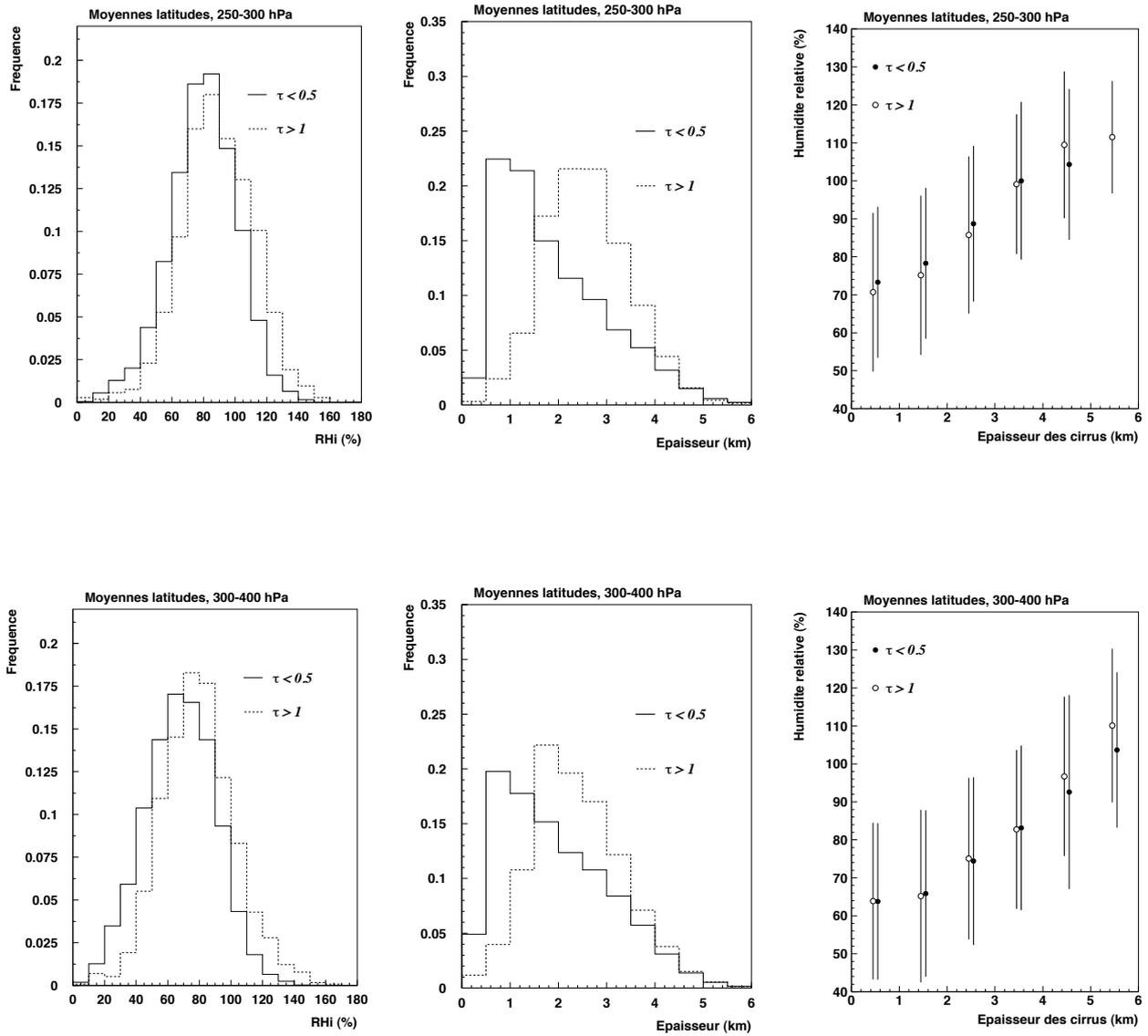


FIGURE III.14 – Distributions d'humidité relative (gauche), distributions de l'épaisseur géométrique (milieu), et corrélation entre épaisseur géométrique et humidité relative (droite) pour les deux catégories d'épaisseur optique définies pour les moyennes latitudes (nord et sud confondues). 250-300 hPa (haut) et 300-400 hPa (bas).

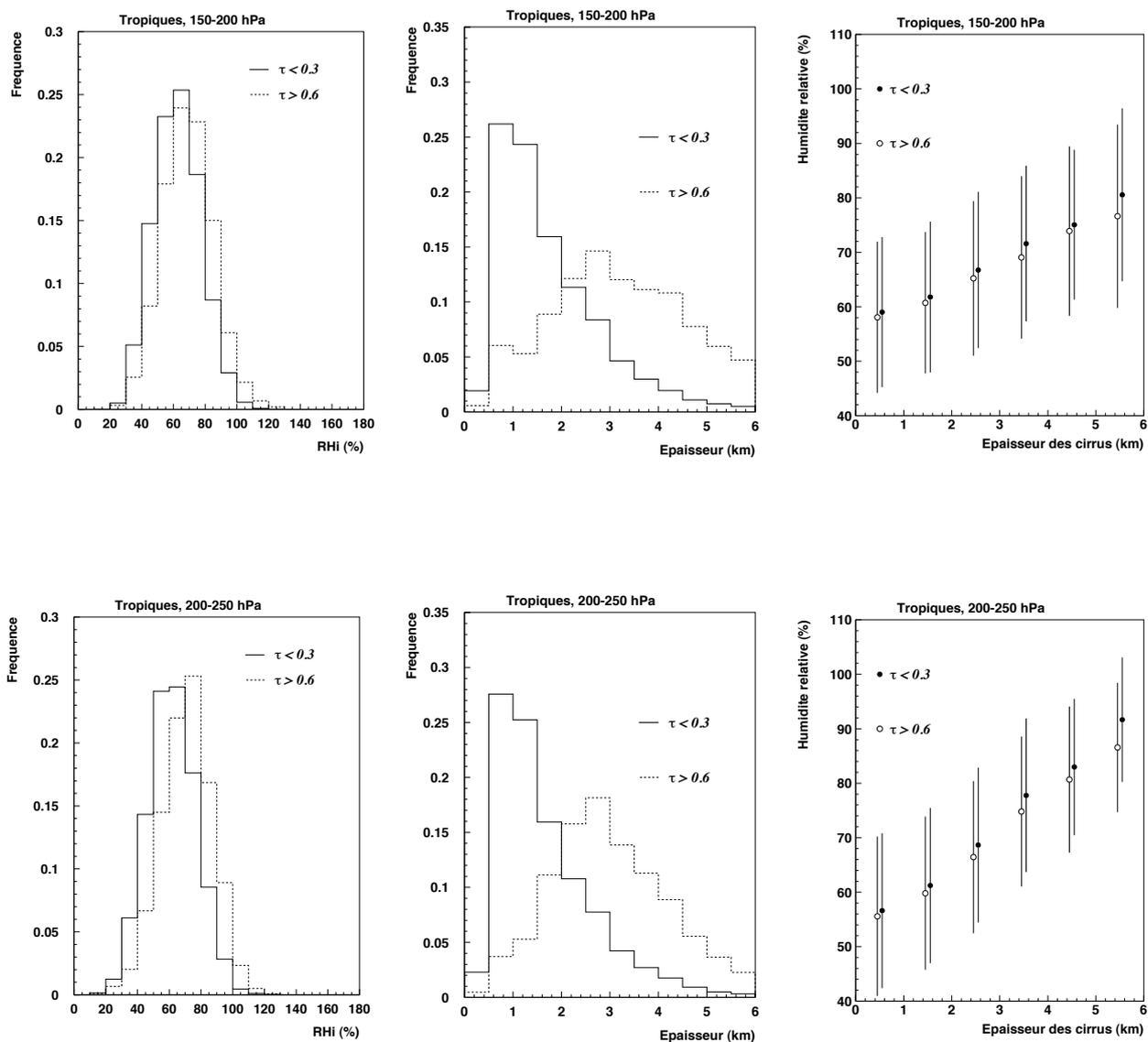


FIGURE III.15 – Distributions d'humidité relative (gauche), distributions de l'épaisseur géométrique (milieu), et corrélation entre épaisseur géométrique et humidité relative (droite) pour les deux catégories d'épaisseur optique définies pour les tropiques. 150-200 hPa (haut) et 200-250 hPa (bas).

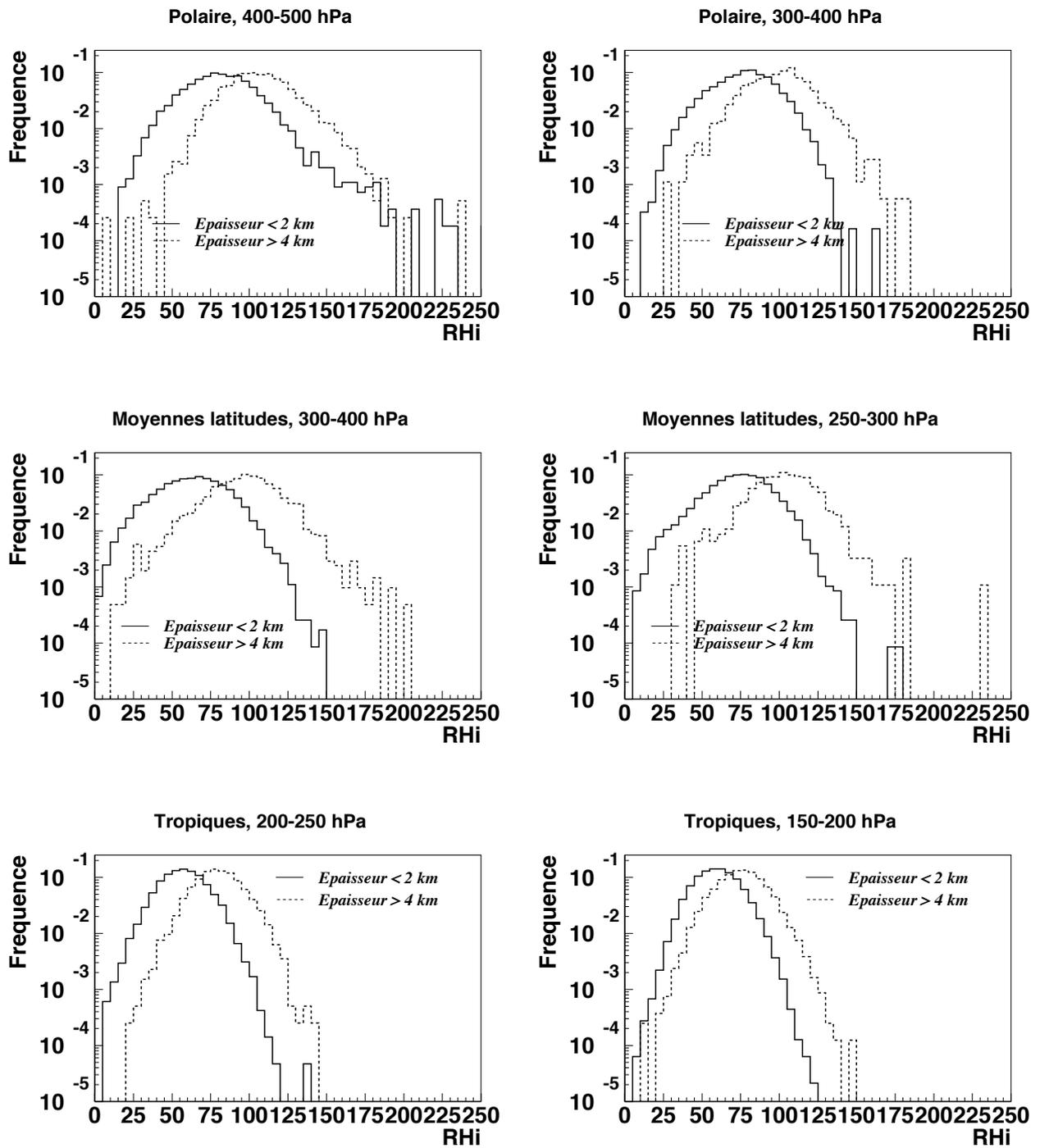


FIGURE III.16 – Distributions d'humidité relative pour les cirrus d'épaisseur inférieure à 2 km et supérieure à 4 km. Zones polaires, 300-400 et 400-500 hPa, moyennes latitudes 250-300 et 300-400 hPa, et tropiques 150-200 et 200-250 hPa. Toutes saisons et hémisphères combinés.

Quatrième partie

Evaluation de l'humidité relative du modèle de prévision du ECMWF

1

La sursaturation en glace dans le modèle de prévision du ECMWF

1.1 Une implémentation récente

Dans la plupart des modèles la sursaturation en glace n'est pas encore prévue. Les cirrus, comme tous les autres nuages, apparaissent dès lors que l'humidité relative atteint 100%. Ce n'est plus le cas pour le modèle de prévision du ECMWF, le "Integrated Forecast System" (IFS), grâce à une implémentation récente de la sursaturation en glace. Ce centre fournit des prévisions météorologiques deux fois par jour à 0h et 12h UTC qui sont espacées de 3h pour les trois premiers jours et de 6h pour les jours suivants et ce jusqu'au dixième jour. Le modèle a une résolution horizontale spectrale T799 (environ 25 km à l'équateur) et 91 couches verticales (environ 15 hPa). La sursaturation en glace y a été implémentée explicitement grâce à une paramétrisation de la nucléation homogène des cristaux de glace opérationnelle depuis septembre 2006 (Tompkins et al., 2007). Elle ne prend pas en compte d'autres modes de nucléation. En effet, hypothèse est faite de la prédominance de la nucléation homogène en présence d'ascendances fortes ou modérées (Gierens, 2003) et du fait que peu de noyaux de nucléation soient présents. Elle est aussi le mode de nucléation le mieux compris et le moins difficile à paramétrer dans un modèle. La paramétrisation de la nucléation homogène est basée sur celle de Kärcher and Lohmann (2002) dans laquelle l'humidité relative critique, seuil à partir duquel la nucléation s'opère, n'est que fonction de la température. Ce seuil est plus élevé à plus basse température, les cristaux de glace commencent ainsi à se former à partir d'une humidité relative de 145 % à 235 K et de 167 % à 190 K. Il s'agit d'une approximation empirique de la théorie de Koop et al. (2000) dans laquelle les cristaux se forment à partir de solutions aqueuses surfondues, et où le seuil critique de l'humidité relative n'est fonction que de la température et de manière indépendante du type d'aérosol présent dans les solutions.

1.2 Changements dans la haute troposphère

Dans le modèle de prévision du ECMWF cette nouvelle paramétrisation a produit des changements dans les statistiques de l'humidité et de la couverture nuageuse dans la haute troposphère du modèle. En conséquence d'un seuil de nucléation de la glace plus élevé que 100 %, l'humidité relative moyenne en haute troposphère est dorénavant plus élevée et la couverture en nuages hauts plus basse. Une première étude (Tompkins et al., 2007) de la fréquence d'occurrence de la sursaturation en glace montre de bons accords avec des statistiques obtenues

à partir du programme MOZAIC mais aussi avec celles du Microwave Limb Sounder (MLS) avec cependant une sous-estimation dans les régions où le modèle est connu pour sous-estimer la convection profonde. Alors que ces résultats impliquent des comparaisons en terme de climatologie (c'est-à-dire sur des moyennes annuelles) notre travail consiste ici en une évaluation directe de l'humidité de la haute troposphère prévue par le modèle à l'aide de la colocalisation spatio-temporelle de ces prévisions avec les données AIRS et CALIOP que nous avons utilisées dans la partie précédente.

1.3 Champs extraits du modèle et domaine d'étude

Pour notre comparaison avec AIRS et CALIOP nous avons extrait du modèle de prévision du ECMWF les champs de température et de vapeur d'eau entre 200 et 500 hPa sur une grille horizontale régulière de $0.5^\circ \text{ lat} \times 0.5^\circ \text{ lon}$ et sur les niveaux standards 200, 250, 300, 400 et 500 hPa. La résolution choisie nous rapproche alors de celle de AIRS.

Les humidités relatives du modèle de prévision du ECMWF (que nous noterons dorénavant "RH_{iE}") ainsi extraites sont déterminées, comme les températures, autour des mêmes niveaux standards que AIRS mais pas sur les couches de pression que ceux-ci délimitent. Il convient donc, pour la comparaison avec l'humidité relative de AIRS (notée "RH_{iA}"), de faire un ajustement des champs RH_{iE} en moyennant les valeurs extraites aux deux niveaux qui délimitent chaque couche. Cette situation est résumée dans la Fig.IV.1.

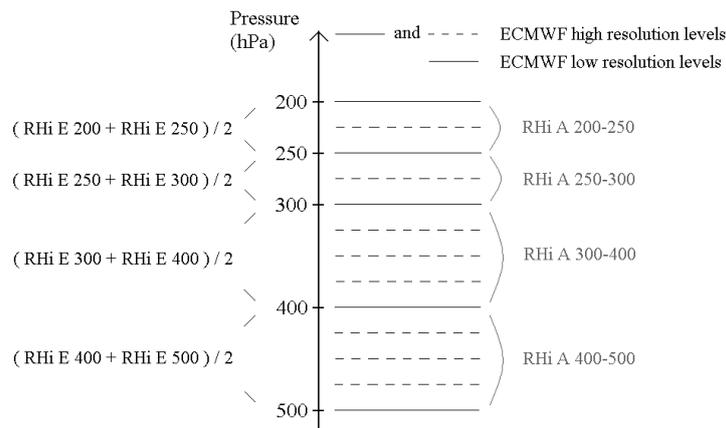


FIGURE IV.1 – Schéma d'ajustement des champs d'humidité relative ECMWF (RH_{iE}) pour la comparaison avec l'humidité relative AIRS (RH_{iA}).

Notre champ d'étude est une zone centrée sur l'Europe entre les latitudes 32° et 74° et les longitudes -27° et 45° pour laquelle les prévisions du ECMWF archivées représentent chaque demi-journée (0h et 12h UTC) d'une année entière d'octobre 2006 à septembre 2007. Ce choix est justifié par les heures de passage du A-Train à 1h30 et 13h30 heure locale. Nous utilisons les prévisions à 24h, c'est-à-dire que les observations d'un jour J sont comparées aux prévisions faites au jour J-1. Dans Lamquin et al. (2009) nous avons en effet montré qu'une durée de 12h minimum est nécessaire au modèle pour initialiser la sursaturation.

Nous comparons d'abord l'humidité relative de la haute troposphère entre les prévisions ECMWF et les observations AIRS séparément pour des situations claires et nuageuses dans la haute troposphère. Les données CALIOP sont ensuite employées pour étudier l'effet des nuages plus en détail.

2

Comparaison avec l’humidité relative de AIRS

La colocalisation des données AIRS et ECMWF est réalisée avec une proximité de 0.25° (distance maximale entre les milieux du golfball et de la grille du modèle) et dans une fenêtre temporelle de 30 minutes. Elle offre une statistique très conséquente : après sélection des températures (limite inférieure de la couche plus froide que 243 K) pour n’avoir que la phase glace et rejet des couches dans lesquelles réside la tropopause nous totalisons 325851, 527561, 377856, et 69754 colocalisations respectivement pour les couches 400-500, 300-400, 250-300, et 200-250 hPa, notées de 1 à 4 en partant du bas.

2.1 Analyse générale et analyse du mode sec

La comparaison entre “ RHi_A ” et “ RHi_E ” est faite séparément pour les quatre couches de pression. Nous distinguons aussi ciels clairs et nuageux à partir des couvertures nuageuses effectives (émissivité multipliée par la couverture nuageuse) et pression des nuages p_{cld} incluses dans les données AIRS L2 (lorsque nous avons réalisé cette étude nous n’avions pas encore les propriétés nuageuses AIRS-LMD sur tout le globe). Lorsque la situation est nuageuse nous ne gardons que les observations de la couche de pression dans laquelle se situe le nuage.

Nous divisons les cas en trois catégories : (a) scènes claires (pas de nuages dans la haute troposphère), (b) peu nuageuses (couverture effective $< 30\%$), et (c) nuageuses (couverture effective $> 30\%$). La Fig.IV.2 présente des histogrammes bidimensionnels de $RHi_E - RHi_A$ contre RHi_E par type a à c dans les couches 1 à 4. Les probabilités de chaque couple (RHi_E , $RHi_E - RHi_A$) sont normalisées par la probabilité la plus élevée pour chaque situation.

Cette représentation permet de montrer une corrélation linéaire pour les ciels clairs et les moins nuageux (appelé “mode sec”) et une grande étendue de valeurs de RHi_A lorsque RHi_E est autour de 100% (mode “humide”). En moyenne, les différences $RHi_E - RHi_A$ sont légèrement positives, c’est-à-dire que ECMWF est un peu plus humide que AIRS. Cet effet s’amplifie quand RHi_E augmente. Le mode sec montre un accord raisonnable avec des différences moyennes de 2.7, 1.7, 3.4 et 1.4 % avec des déviations standard de 10.4, 13.2, 15.1, et 15.3 % de la couche 400-500 hPa jusque la couche 200-250 hPa. Cependant ces statistiques sont très influencées par le nombre considérables d’humidités relatives très faibles.

Dans la Fig.IV.3 nous représentons les mêmes histogrammes que la Fig.IV.2 sauf que les probabilités y sont, cette fois, normalisées pour chaque RHi_E . De cette manière nous voyons mieux l’amplification des différences $RHi_E - RHi_A$ et de leur déviation standard.

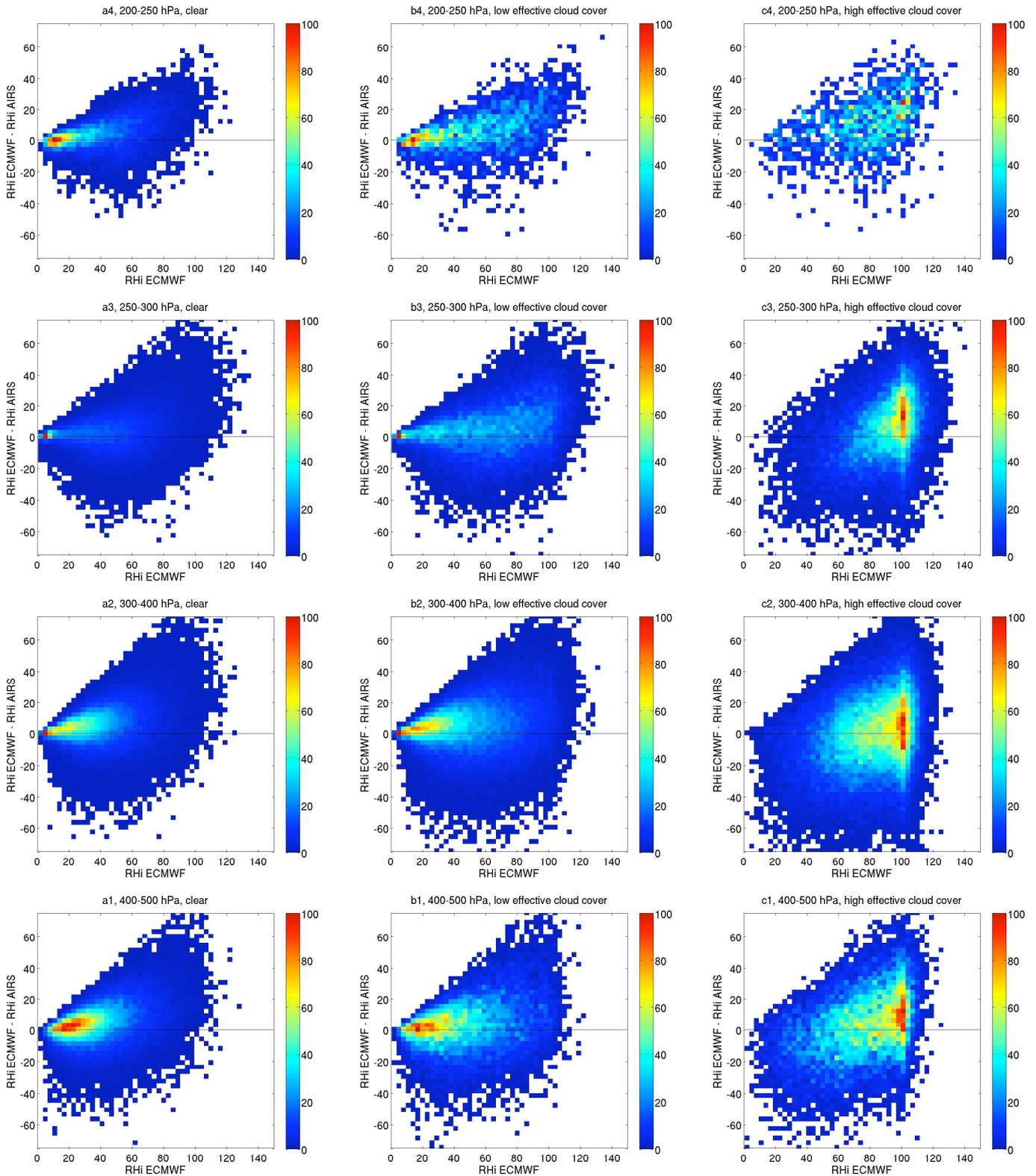


FIGURE IV.2 – Histogrammes bidimensionnels (RH_{iE} , $RH_{iE} - RH_{iA}$) par type a à c (clair, peu nuageux, nuageux) et par couche 1 à 4 (de 400-500 hPa à 200-250 hPa).

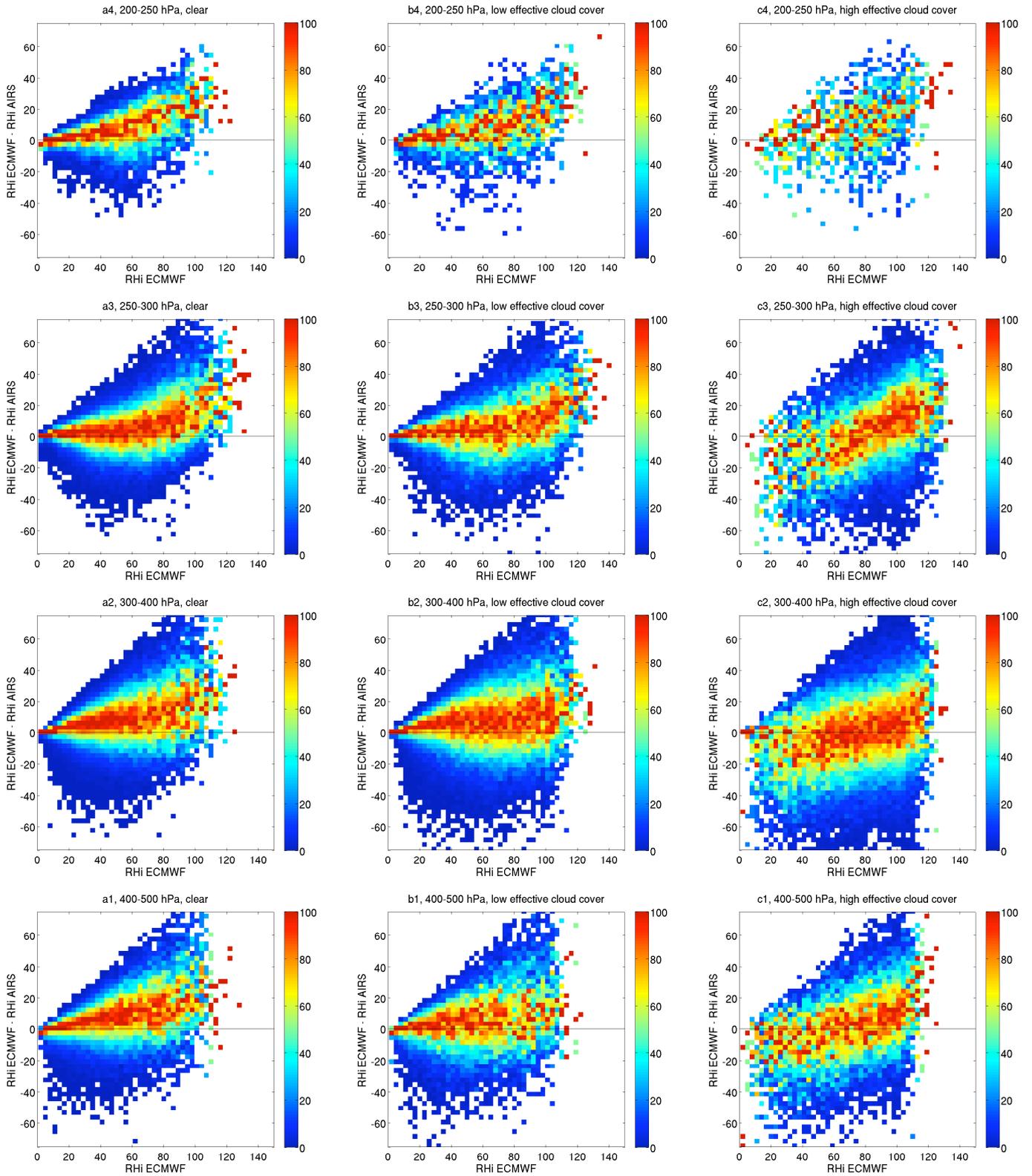


FIGURE IV.3 – Histogrammes (RH_i_E , $RH_i_E - RH_i_A$) normalisés à chaque RH_i_E par type a à c (clair, peu nuageux, nuageux) et par couche 1 à 4 (de 400-500 hPa à 200-250 hPa).

Les cas à faible couverture effective montrent des humidités relatives faibles (autour de 20 %). Ceci peut s'expliquer par deux raisons : 1) L'humidité relative augmente effectivement avec la couverture effective et 2) La pression p_{cld} des nuages dans les données AIRS L2 est surestimée dans le cas des nuages bas et moyens. Ceux-ci sont alors souvent identifiés comme cirrus fins comme cela a été démontré dans Kahn et al. (2008a) et Stubenrauch et al. (2008). Nous privilégions cette explication car, dans la partie III, des humidités relatives moyennes de 20 % ne sont possibles que pour les situations de ciel clair ou de nuages bas et moyens.

L'étalement des valeurs des Figs.IV.2 et IV.3 reflète à la fois l'incertitude sur RHi_A et l'incertitude sur la prévision du ECMWF ainsi que sa correcte géolocalisation. En effet, nous pouvons évaluer l'incertitude sur RHi_A à partir des incertitudes ΔT et Δq des profils de température et de vapeur d'eau à partir desquels sont calculées les humidités relatives de AIRS. Ces incertitudes sont directement fournies dans les données AIRS L2.

Comme $RHi = q/q_i^s$ nous avons

$$\Delta RHi/RHi = \Delta q/q + \Delta q_i^s/q_i^s. \quad (2.1)$$

L'incertitude sur q_i^s résulte de l'incertitude ΔT , elle est faible (de l'ordre de 1 %) en comparaison de Δq qui est de l'ordre de 30 %. Ainsi,

$$\Delta RHi/RHi \approx \Delta q/q. \quad (2.2)$$

La Fig.IV.4 montre l'évolution de ΔRHi_A en fonction de RHi_A . Cette incertitude d'environ 30 % n'explique que la moitié de l'étalement des valeurs des Figs.IV.2 et IV.3.

Par exemple, lorsque RHi_E est à 60 %, la dispersion ΔRHi est d'environ 40 % alors que l'incertitude ΔRHi_A , qui émane de RHi_A , n'est que de 20 %. Le reste de la dispersion vient alors de l'incertitude de la prévision du ECMWF et de sa géolocalisation.

2.2 Analyse du mode humide

Le mode humide (lorsque RHi_E est autour de 100 %) est pour nous bien plus important car il montre comment la sursaturation et les cirrus apparaissent dans chacune des bases de données, l'une provenant d'un modèle, l'autre des observations AIRS. Dans ce mode nous observons que la différence $RHi_E - RHi_A$ la plus probable est de l'ordre de 10-20 % et ce, avec une très grande proportion de valeurs de RHi_E autour de 100 %.

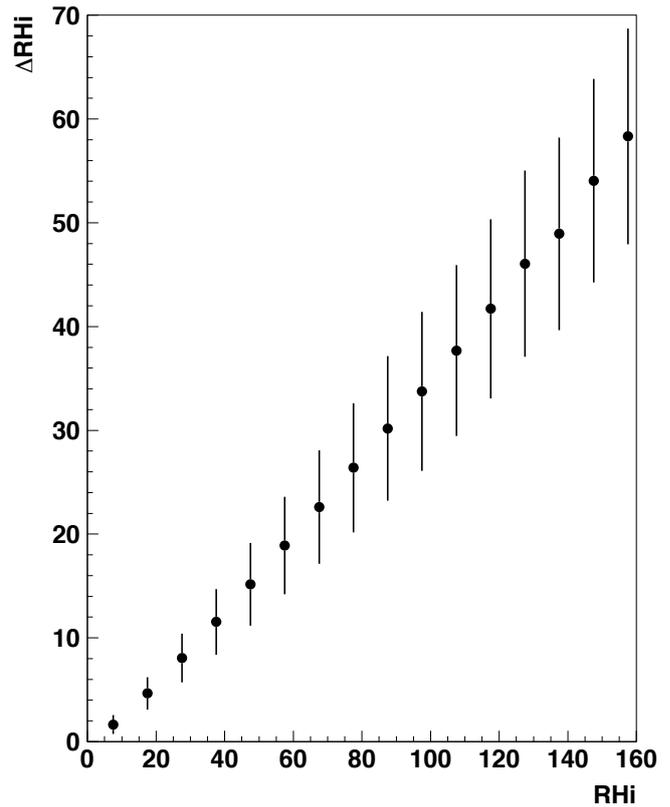


FIGURE IV.4 – Incertitude sur l'humidité relative de AIRS en fonction de celle-ci. Les barres d'erreur indiquent la déviation standard. Source : analyse des données AIRS.

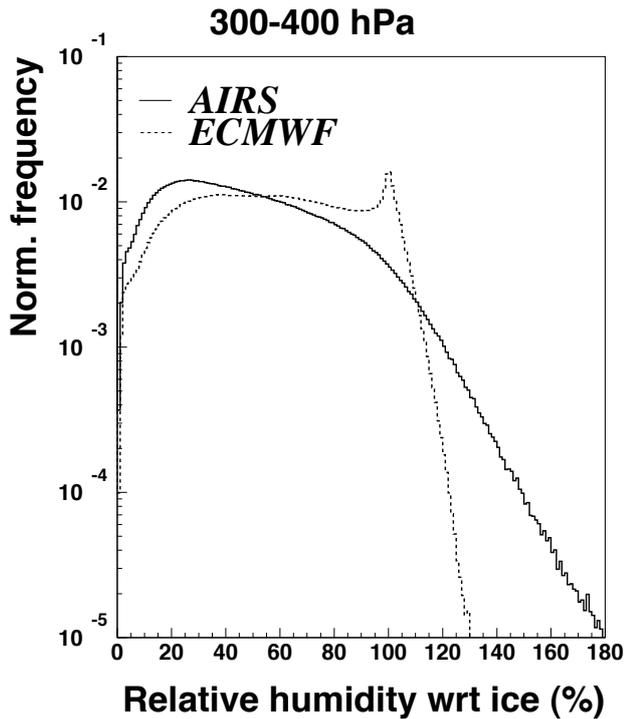


FIGURE IV.5 – Distributions de RH_{iA} et de RH_{iE} à 300-400 hPa pour toutes situations confondues.

Sur une distribution de RH_{iE} et de RH_{iA} (Fig.IV.5) dans la couche 300-400 hPa et pour toutes les situations confondues nous nous apercevons que la paramétrisation de la nucléation des cirrus dans le modèle de prévision du ECMWF apparaît très nettement par un pic autour de 100 % dans la distribution de RH_{iE} . C'est la raison pour laquelle il y a une forte densité de valeurs autour de $RH_{iE} = 100$ %. Les observations AIRS montrent, par contre, un large spectre de valeurs qui rappelle l'influence des épaisseurs géométriques des cirrus discutée dans la partie III.

La différence de 10-20 % entre RH_{iE} et RH_{iA} provient du fait que l'humidité relative moyenne de AIRS est d'environ 80 % en présence de cirrus (Fig.III.7). La Fig.IV.6 montre dans ce but les distributions de RH_{iA} construites en utilisant soit les observations AIRS colocalisées avec ECMWF et pour lesquelles $RH_{iE} > 80$ %, soit les observations AIRS colocalisées avec des nuages détectés par CALIOP.

En conclusion, les particularités propres aux cirrus dans chacune des bases de données coïncident dans la comparaison entre le modèle de prévision du ECMWF et les observations AIRS. Ceci montre que la formation des cirrus est bien prévue dans le modèle. Cependant la précision de cette comparaison ne permet pas d'évaluer le type de nucléation paramétrisée dans le modèle (nucléation homogène), de plus il aurait été préférable de faire une comparaison avec l'évaluation de l'ancien modèle comme dans Tompkins et al. (2007).

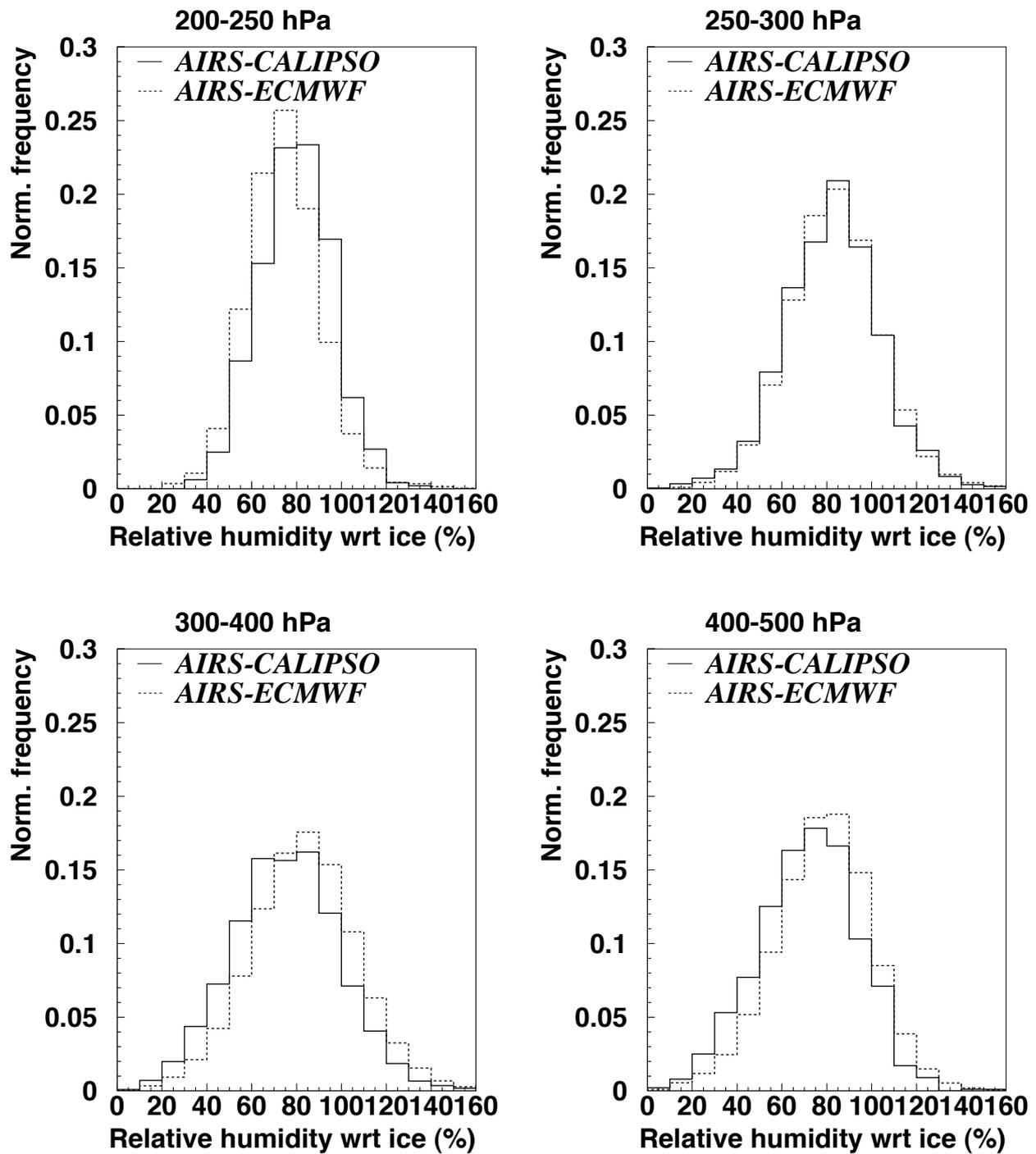


FIGURE IV.6 – Distributions de RH_{iA} dans les couches de 1 à 4. Cas où AIRS a été colocalisé avec des nuages détectés par CALIOP (trait plein) et cas où AIRS a été colocalisé avec le modèle ECMWF en prenant $RH_{iE} > 80\%$ (pointillés).

3

Comparaison avec les profils verticaux des nuages de CALIOP

Sur la même période entre octobre 2006 et septembre 2007 et sur la même zone centrée sur l'Europe que dans la comparaison avec AIRS nous colocalisons les prévisions du ECMWF avec les profils de CALIOP dans un disque, cette fois, de diamètre 0.15° et dans une fenêtre temporelle de 30 minutes. 75280 colocalisations sont alors collectées, ce qui est moindre que pour AIRS compte-tenu de la géométrie et de l'espacement des mesures de CALIOP. Lorsque plusieurs mesures de CALIOP sont colocalisées dans le même point de grille ECMWF elles sont toutes considérées avec ce point de grille et de manière indépendante.

Dans le modèle de prévision du ECMWF nous nous attendons à ce que la formation des cirrus s'opère là où l'humidité relative est la plus élevée. Nous comparons alors, les observations de CALIOP avec la valeur maximale RHi_E^{\max} de l'humidité relative ECMWF entre 200 et 500 hPa. Nous notons également p_E^{\max} le niveau de pression où ce maximum est localisé.

Fréquence moyenne de nuages hauts en fonction de RHi_E^{\max}

La Fig.IV.7 montre la fréquence à laquelle CALIOP détecte des nuages hauts en fonction de RHi_E^{\max} . Un nuage est défini haut dès lors que son milieu apparent est au-dessus de 500 hPa.

Nous voyons que la fréquence de nuages hauts détectés par CALIOP augmente avec RHi_E^{\max} . Cela montre que des valeurs élevées de RHi_E^{\max} ont été prédites là où effectivement des nuages hauts se sont formés ou sont en train de se former. Le comportement est similaire sur deux ensembles de températures associées à RHi_E^{\max} : $T < 220$ K et $T > 220$ K.

Il y a davantage de nuages au-delà de 100 % d'humidité relative qu'à la saturation. Il est donc possible que des nuages soient en train de se former ou qu'ils soient déjà formés à une autre altitude que p_E^{\max} .

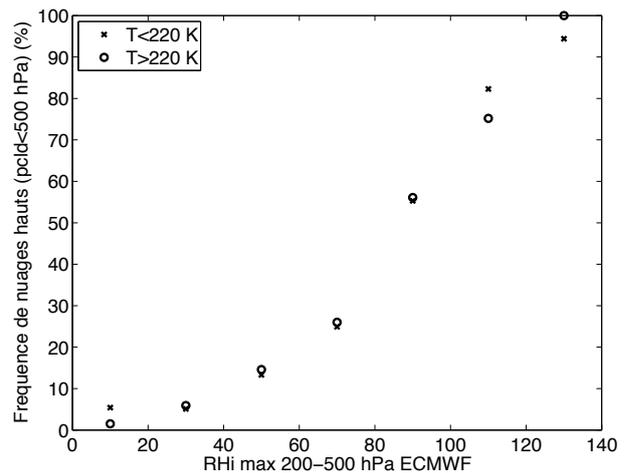


FIGURE IV.7 – Fréquence de nuages hauts détectés par CALIOP en fonction du maximum de RHi_E entre 200 et 500 hPa.

Épaisseur géométrique des nuages hauts en fonction de RH_i^{\max}

La Fig.IV.8 montre l'épaisseur géométrique totale des nuages hauts détectés par CALIOP en fonction de RH_i^{\max} . Cette épaisseur est définie par la somme des épaisseurs (en mètres) de tous les nuages détectés au-dessus de 500 hPa.

Bien que nous pourrions nous attendre à observer des nuages plus fins aux sursaturations les plus élevées nous observons en fait un effet comparable à l'influence des extensions verticales vues par CALIOP sur les humidités relatives moyennes de AIRS (partie III), c'est-à-dire un effet de résolution verticale. Pour comprendre davantage comment cela est possible dans le modèle il faudrait relier l'humidité relative et l'épaisseur des nuages tels qu'elle apparaît dans le modèle.

Cependant, cela peut également mettre en évidence que des cirrus soient déjà formés dans le modèle à d'autres altitudes que p_E^{\max} .

Distance du milieu des nuages hauts isolés à l'altitude p_E^{\max}

Pour les profils CALIOP qui présentent une seule couche de nuage haut isolée la Fig.IV.9 présente maintenant un histogramme de la différence entre l'altitude moyenne du nuage (pression du milieu apparent) et l'altitude p_E^{\max} du maximum d'humidité relative entre 200 et 500 hPa RH_i^{\max} .

Cette distribution pique à zéro. Sa déviation standard reflète davantage la résolution des niveaux de pression standards du modèle qu'une dispersion des données. En effet, les niveaux de pression sur lesquels RH_i^{\max} est déterminée sont espacés de 50 à 100 hPa.

La Fig.IV.9 montre que le modèle prédit le maximum d'humidité relative RH_i^{\max} là où CALIOP détecte effectivement un nuage.

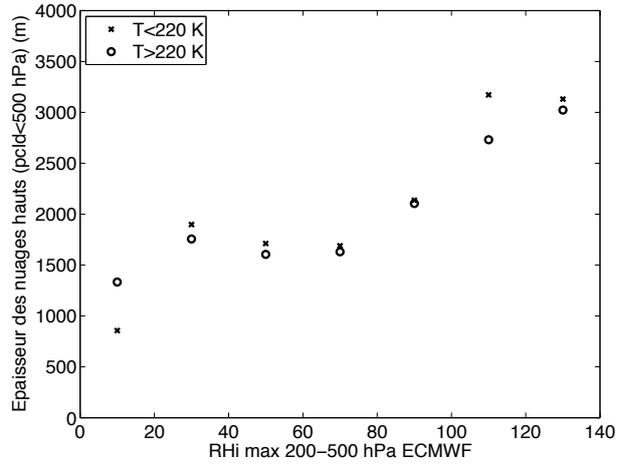


FIGURE IV.8 – Épaisseur totale des nuages hauts en fonction de RH_i^{\max} .

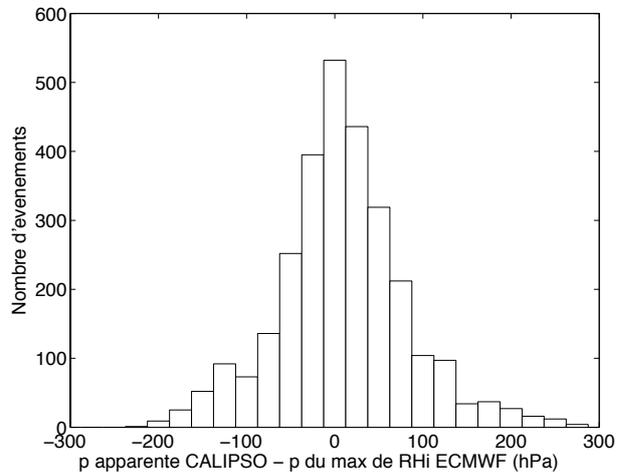


FIGURE IV.9 – Distribution de la distance entre le milieu apparent d'une couche de nuage haut isolée par CALIOP et l'altitude p_E^{\max} du maximum RH_i^{\max} entre 200 et 500 hPa.

Distributions de RH_E^{\max} en présence de nuages hauts

La Fig.IV.10 montre une distribution de RH_E^{\max} en présence de nuages hauts vus par CALIOP. Comme dans le mode humide dans la comparaison avec AIRS (partie III), la forte présence du pic de probabilité à 100 % est induite par la paramétrisation de la sursaturation en glace et de la nucléation des cirrus.

Cependant, la distribution de RH_E de la Fig.IV.5 était construite à partir de toutes les situations atmosphériques. Nous avons beaucoup plus de valeurs de $RH_E < 100\%$. Dans la Fig.IV.10 la sélection opérée par la présence de nuages CALIOP transforme cette distribution pour le cas des cirrus.

Elle élimine alors une grande quantité de faibles valeurs de RH_E et rapproche la distribution vers les distributions in situ montrées dans Ovarlez et al. (2002) et Immler et al. (2008b) dont les caractéristiques sont très proches : pic de distribution à 100 %, déviation standard de 19 %, queue de distribution prononcée à gauche.

C'est un point très positif de cette comparaison car l'ancien modèle, qui n'inclut pas la sursaturation, n'aurait pas permis d'obtenir une telle distribution.

Conclusion

Pour résumer, les prévisions du modèle sont en bon accord avec les nuages hauts détectés par CALIOP. Cette comparaison renforce la conclusion d'une bonne prévision des nuages hauts par le modèle de prévision du ECMWF grâce à sa nouvelle paramétrisation de la sursaturation en glace.

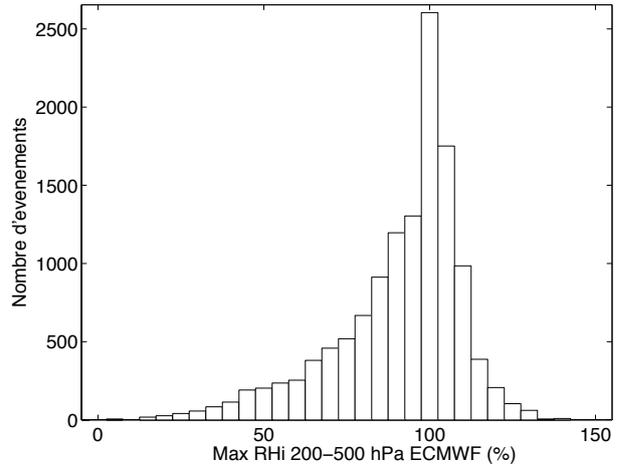


FIGURE IV.10 – Distribution de RH_E^{\max} en présence de nuages hauts CALIOP.

Cinquième partie

Synergie AIRS - MOZAIC - AERO2k :
détermination du risque de formation, de
persistance et d'impact sur le climat des
trainées d'avion

1

Probabilité d'occurrence de la sursaturation en glace dans une couche d'atmosphère

La résolution verticale des sondeurs impacte la détection de la sursaturation en glace dans la haute troposphère. Nous évaluons cet effet à l'aide d'une base de données issue de radiosondages. Celles-ci fournissent notamment des informations sur l'extension verticale de la sursaturation. Nous mettons en relation la probabilité d'occurrence de la sursaturation dans une couche d'atmosphère et l'humidité relative effective simulée dans cette couche. Le résultat suggère une méthode de correction pour mieux détecter la sursaturation en glace lorsque la résolution verticale n'est pas assez fine.

1.1 La sursaturation mesurée par des radiosondages

Le centre spatial allemand (Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) à Oberpfaffenhofen) possède des radiosondages de l'humidité relative que nous avons pu analyser. Ils consistent en des mesures journalières de routine de l'observatoire météorologique de Lindenberg près de Berlin entre février 2000 et avril 2001. Ces profils ont notamment été utilisés par Spichtinger et al. (2003a) pour étudier la sursaturation en glace.

Les mesures dans la haute troposphère très froide sont un problème majeur pour l'obtention de mesures fiables par radiosondage. Les instruments y sont sujets à des biais secs. Cependant plusieurs méthodes de correction existent (Soden and Lanzante, 1996; Wang et al., 2002) et ces données ont été corrigées par une de ces méthodes (Leiterer et al., 2005).

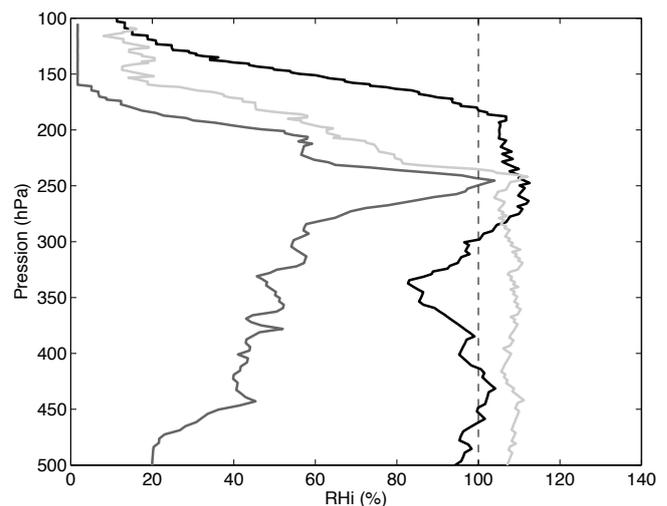


FIGURE V.1 – *Trois exemples de radiosondages présentant une couche d'air sursaturée en glace. Source : analyse des radiosondages de Lindenberg.*

La résolution verticale de ces radiosondages est d’environ 50 m, ce qui est bien meilleur que celle des instruments spatiaux. La Fig.V.1 montre trois exemples de profils dans lesquels la sursaturation apparaît sur des épaisseurs très différentes. Avec la même statistique de 15 mois Spichtinger et al. (2003a) estiment que la sursaturation est présente dans 28 % des profils mesurés au-dessus de Lindenberg. La plupart des couches d’air sursaturées sont situées entre 200 et 450 hPa avec une altitude moyenne qui descend avec la tropopause entre l’été et l’hiver (300 hPa en été, 340 hPa en hiver). Les couches sursaturées se trouvent en moyenne à environ 50 hPa en-dessous de la tropopause et une faible proportion de couches sursaturées ont été détectées dans la stratosphère.

1.2 Épaisseur des couches d’air sursaturées

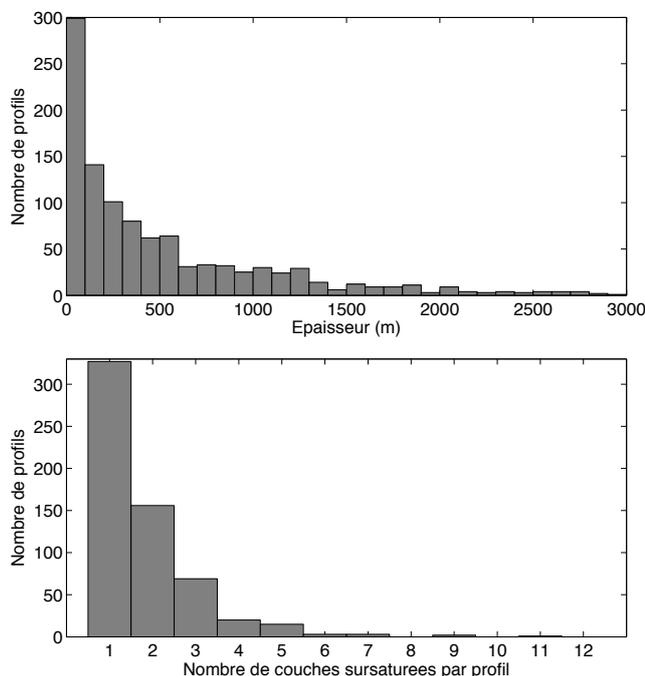


FIGURE V.2 – *Distribution de l’épaisseur des couches d’air sursaturées en glace (haut) et distribution de nombre de celles-ci par profil (bas). Source : analyse des radiosondages de Lindenberg.*

quelques autres sites répartis sur le globe Rädcl and Shine (2007) et Dickson et al. (2009) font la même observation.

Nous comprenons mieux pourquoi la sursaturation n’est pas facilement détectée à partir des sondes spatiaux. Ces derniers sont en effet sensibles aux couches sursaturées les plus épaisses.

Ceci justifie la recherche d’une méthode permettant de mieux évaluer l’occurrence de la sursaturation lorsque l’on ne dispose que d’une faible résolution verticale. La méthode que nous proposons se base sur la détermination de la probabilité d’occurrence de la sursaturation lorsque l’humidité relative est déterminée avec une résolution verticale moins bonne que celle des radiosondages.

Pour un profil donné l’épaisseur des couches sursaturées peut être approximée par le nombre de mesures pour lesquelles l’humidité relative est supérieure à 100 %. Chaque mesure est “d’épaisseur” 50 m et un profil peut avoir plusieurs couches sursaturées.

La Fig.V.2 montre alors les distributions de l’épaisseur des couches sursaturées (haut) ainsi que du nombre de couches (bas) pour tous les profils sursaturés de février 2000 à avril 2001. Nous voyons alors que la distribution de l’épaisseur est à première vue exponentiellement décroissante. Spichtinger et al. (2003a) ont montré qu’elle suit en fait une loi de Weibull, c’est-à-dire que la fréquence cumulée $F(H)$ de l’épaisseur H suit une loi de la forme $F(H) = 1 - \exp(-\gamma H^\alpha)$ avec α un paramètre de forme et γ un paramètre d’échelle.

Nous observons également que les épaisseurs peuvent être très faibles. Elles sont en général bien plus faibles que l’épaisseur des couches de pression de AIRS (2 km) et même plus faibles que la plupart des cirrus détectés par CALIOP (1-2 km).

Au-dessus du Royaume-Uni et sur

1.3 Probabilité d'occurrence de sursaturation

Nous détériorons la résolution des profils des radiosondages en moyennant l'humidité spécifique q et l'humidité spécifique de saturation q_i^s sur une épaisseur plus grande que la résolution des radiosondages pour calculer une humidité relative effective RH_i^{eff} . L'épaisseur est d'abord délimitée par les couches de pression 200-250, 250-300, 300-400 et 400-500 hPa des données AIRS.

Pour chaque couche de pression nous calculons RH_i^{eff} et nous déterminons si la couche atmosphérique considérée contient de la sursaturation en glace. En utilisant tous les profils (sursaturés ou non) nous présentons dans la Fig.V.3 (gauche) la probabilité conditionnelle $P(\text{ISS}|RH_i^{\text{eff}})$ d'occurrence de sursaturation en fonction de RH_i^{eff} . Pour les différentes couches atmosphériques considérées cette probabilité est calculée pour chaque intervalle de RH_i^{eff} par la fraction de profils sursaturés parmi tous les profils. Les fonctions suivent globalement une forme en "S", raison pour laquelle nous les appellerons par la suite "fonctions S". Nous noterons alors $S(RH_i^{\text{eff}}) = P(\text{ISS}|RH_i^{\text{eff}})$.

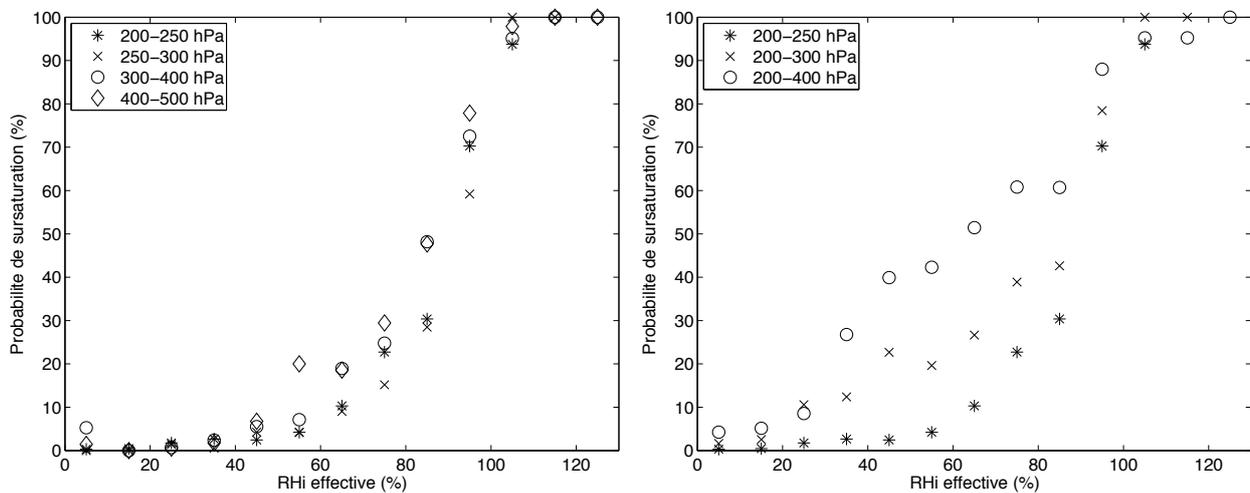


FIGURE V.3 – Probabilité d'occurrence de sursaturation $S(RH_i^{\text{eff}})$ dans une couche de pression en fonction de l'humidité relative effective RH_i^{eff} de cette couche. Gauche : sur les quatre couches de pression standard entre 200 et 500 hPa. Droite : sur trois couches de résolution différente. Source : analyse des radiosondages de Lindenberg.

En détériorant la résolution verticale on s'attend à une plus grande probabilité d'occurrence de sursaturation pour un intervalle de RH_i^{eff} donné. Ceci est mis en évidence dans la Fig.V.3 (droite) en comparant les couches atmosphériques 200-250, 200-300 et 200-400 hPa.

1.4 Conclusion

A l'aide de radiosondages nous avons montré qu'une fonction de probabilité (sous la forme d'une fonction S) appliquée à un champ d'humidité relative déterminé avec une résolution verticale faible nous permet de mieux estimer la fréquence de la sursaturation en glace dans la haute troposphère.

Par contre, ces relations ont été obtenues à partir d'un seul site d'observation (Lindenberg en Allemagne). Dans la continuité de ce travail, Dickson et al. (2009) ont construit des fonctions similaires à partir de 30462 profils de radiosondage (contre 1675 dans notre étude) en différents

lieux du globe. La variabilité de ces fonctions est très faible, si bien qu'une seule fonction peut être utilisée quelque soit la localisation et la saison.

Comme nous l'avons vu pour TOVS et AIRS la résolution verticale n'est pas suffisante pour détecter toute la sursaturation en glace sans faire de correction statistique. Dans la partie II nous avons utilisé un seuil empirique pour corriger cet effet mais nous considérons notre nouvelle méthode comme plus sophistiquée.

Pour AIRS nous allons donc maintenant déterminer une fonction S à partir de mesures localisées d'humidité relative de la campagne aéroportée MOZAIC. Cette fonction nous permettra de mieux estimer les régions du globe propices à la formation des traînées de condensation dans la haute troposphère.

2

Synergie AIRS-MOZAIC pour la détection de la sursaturation dans les données AIRS

2.1 Colocalisation AIRS-MOZAIC

La campagne aéroportée MOZAIC fournit des mesures de l'humidité relative prises au cours de vols commerciaux entre août 1994 et décembre 2007. Ces mesures sont très adaptées à l'étude de la haute troposphère car les avions de ligne volent à une altitude de croisière entre 150 et 500 hPa (Fig.V.4). Il est possible de trouver des mesures de AIRS qui coïncident, spatialement et temporellement, avec des mesures ponctuelles de cette campagne entre 2003 (début des données AIRS) et 2007.

La colocalisation des données AIRS et MOZAIC (Fig.V.5) nous fournit environ 20000 mesures AIRS (à la résolution de 45 km) pour lesquelles une trace de mesures MOZAIC est trouvée dans une fenêtre temporelle de 30 minutes. Jusqu'à environ 50 mesures MOZAIC par golfball AIRS peuvent être reliées d'une part aux propriétés nuageuses issues de AIRS et, d'autre part, aux humidités relatives de AIRS RH_{iA} .

Pour l'étude des relations entre l'humidité relative MOZAIC (notée " RH_{iM} ") et les propriétés nuageuses de AIRS nous n'utiliserons que les mesures MOZAIC les plus proches des spots AIRS de 13.5 km. Pour l'étude des relations entre l'humidité relative MOZAIC et l'humidité relative de AIRS nous utiliserons toutes les mesures MOZAIC colocalisées dans le golfball. La sursaturation en glace est détectée par MOZAIC dans le golfball dès lors qu'au moins une des mesures MOZAIC est sursaturée. Cela correspond à notre problème initial selon lequel la sursaturation doit être détectée "au moins une fois" dans le profil.

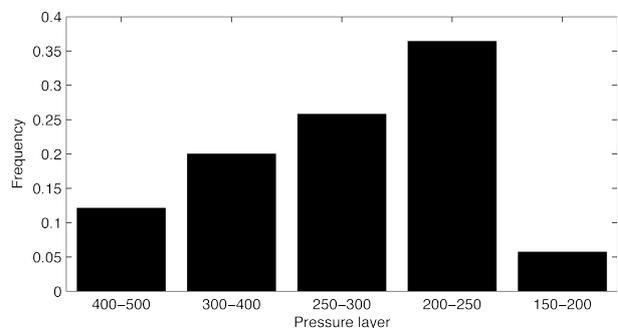


FIGURE V.4 – *Distribution moyenne de l'altitude des avions dans la haute troposphère par couches de pression AIRS. Source : base de données AERO2k.*

Pour l'étude de la haute troposphère nous ne gardons que les données colocalisées pour lesquelles les instruments de la campagne MOZAIC ont pris des mesures au-dessus de 500 hPa ($p_M < 500$ hPa) et en-dessous de la tropopause. Cette dernière est fournie dans les données AIRS mais aussi à l'aide d'un critère sur la teneur en ozone (dont la teneur est mesurée par MOZAIC en même temps que la vapeur d'eau). Gierens et al. (1999) utilisent ce critère à défaut de ne pas avoir d'autre source d'information, il consiste à considérer que la mesure est effectuée dans la troposphère lorsque le rapport de mélange de l'ozone est inférieur à 130 ppbv. Pour ne considérer que la glace nous ajoutons le critère sur la température ($T < 243$ K).

2.2 Etude de l'humidité relative de MOZAIC en fonction des scènes nuageuses de AIRS

Nous nous intéressons d'abord aux distributions de RH_{iM} pour différentes situations nuageuses identifiées par AIRS à l'échelle du spot de 13.5 km. Les spots AIRS les plus proches des mesures MOZAIC sont sélectionnés.

Nous séparons les scènes AIRS en "clair", "lmclds" (nuages bas et moyens, c'est-à-dire clair dans la haute troposphère), et "cirrus" ($p_{cld} < 440$ hPa). Pour les cirrus nous ne gardons que les scènes pour lesquelles la mesure MOZAIC vérifie $|p_M - p_{cld}| < 50$ hPa où p_M est la pression MOZAIC et p_{cld} celle du nuage déterminée avec AIRS. Nous espérons ainsi nous approcher le plus possible de mesures in situ dans les cirrus. La statistique obtenue correspond alors à environ 30 % de la statistique totale des colocalisations qui contiennent des cirrus (quelque soit leur altitude).

La Fig.V.6 montre les distributions de RH_{iM} pour les trois types de scènes dans les moyennes latitudes nord 40°-60° N (gauche) et dans les tropiques 20° N- 20° S (droite). La statistique est moins grande dans les tropiques du fait de la répartition géographique des vols commerciaux, les intervalles de RH_{iM} sont donc volontairement choisis plus larges.

Dans les deux régions les distributions pour les situations claires suivent les distributions des situations "lmclds" avec un air plus sec dans les tropiques à l'altitude de croisière des avions (en accord avec la Fig.4 de Gierens et al., 1999).

Ces distributions se distinguent bien des distributions dans les cirrus. Nous observons, en effet, pour les cirrus les humidités relatives les plus élevées avec des pics à 115-120 % dans les moyennes latitudes et 100 % dans les tropiques.

Cependant, si ces cas représentent des mesures in situ dans les cirrus alors les distributions

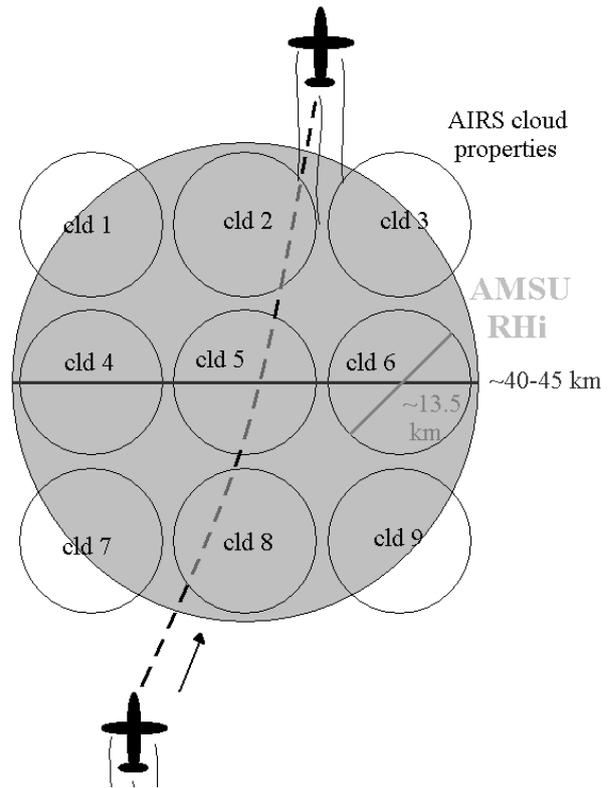


FIGURE V.5 – Schéma de colocalisation des mesures AIRS et MOZAIC. On peut trouver jusqu'à environ 50 mesures MOZAIC dans une empreinte AMSU (ou "golfball" AIRS).

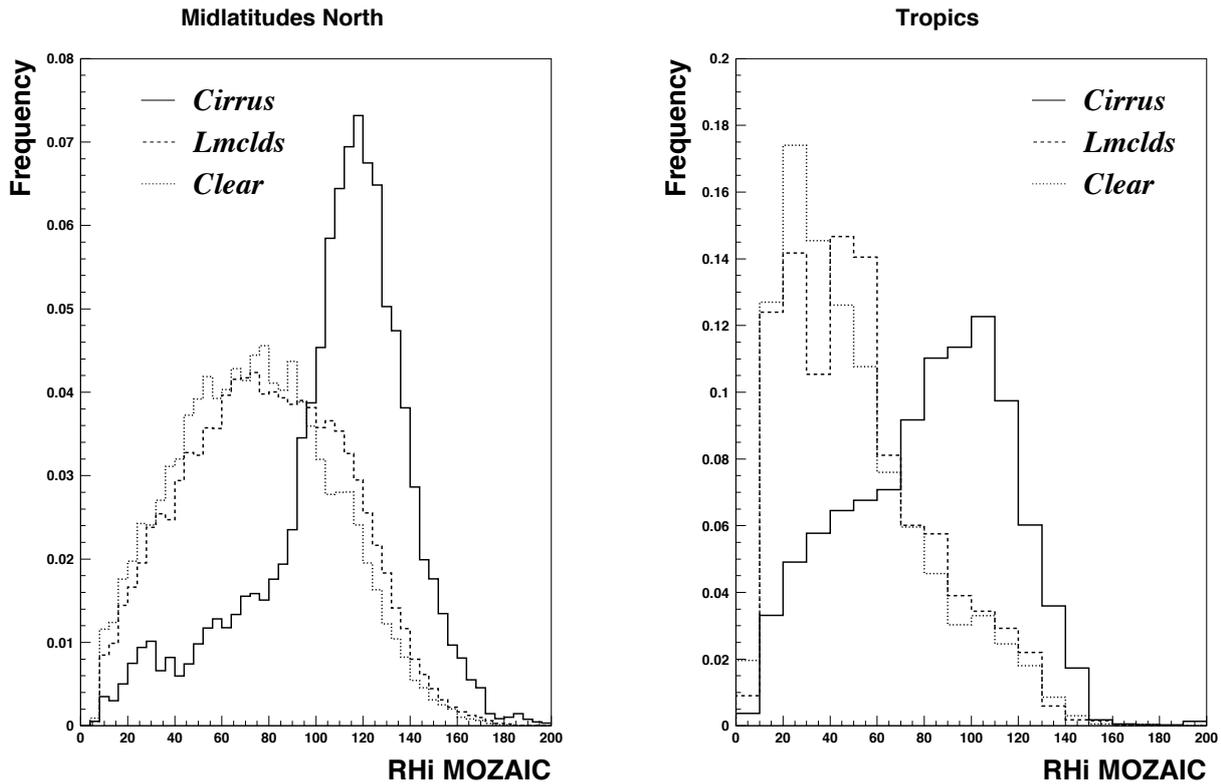


FIGURE V.6 – Distributions d'humidité relative MOZAIC (RH_{iM}) pour les trois types de situations identifiées par AIRS. Moyennes latitudes nord (gauche, $40-60^\circ$) et tropicales (droite, $\pm 20^\circ$).

correspondantes sont clairement biaisées dans les moyennes latitudes (de 15-20 %) par rapport aux distributions de Ovarlez et al. (2002) et Immler et al. (2008b) qui montrent des pics de distribution à 100 % à l'intérieur des cirrus.

En confondant toutes les scènes, une distribution d'humidité relative doit s'accompagner d'une bosse autour de 100 % qui caractérise la présence des nuages dans la statistique. Ceci a été observé par Gierens et al. (1999) et Spichtinger et al. (2004) pour les données MOZAIC entre 1995 et 1999 ainsi que dans le modèle de prévision du ECMWF (Fig.IV.5).

Cette bosse s'accompagne d'une décroissance rapide de l'humidité relative. Une étude de Gettelman et al. (2006a) utilisant les données MOZAIC de l'année 2003 montre la décroissance de RH_{iM} seulement à partir de 120 %, déjà en accord avec le biais de la Fig.V.6.

La Fig.V.7 présente alors, séparément pour les périodes 1995 à 1997, 2002 à 2004, et 2003 à 2007, les distributions de RH_{iM} , pour toutes scènes confondues, dans la haute troposphère. Nous avons gardé avec les mêmes critères sur la température et la teneur en ozone.

Cette figure montre très nettement un biais de l'ordre de 10-15 % pour les données à partir de 2002. Ce biais fortuit est très probablement dû à un défaut dans l'étalonnage des données MOZAIC (Klaus Gierens, communication personnelle). Ceci explique les pics élevés observés dans les distributions de RH_{iM} dans les cirrus de la Fig.V.6.

En conclusion, la mise en relation des humidités relatives MOZAIC avec les scènes nuageuses identifiées par AIRS montre une séparation très nette entre les distributions d'humidité relative en présence de ciel clair dans la haute troposphère et en présence de cirrus. Cela prouve la très bonne coïncidence spatio-temporelle des deux jeux de données.

En outre, cette étude nous a permis de déceler un biais dans les mesures d'humidité relative de MOZAIC. Ce biais apparaît sur toute la période coïncidente avec les observations AIRS. En soit, il ne constitue pas un problème insurmontable car nous n'avons besoin que de la détection

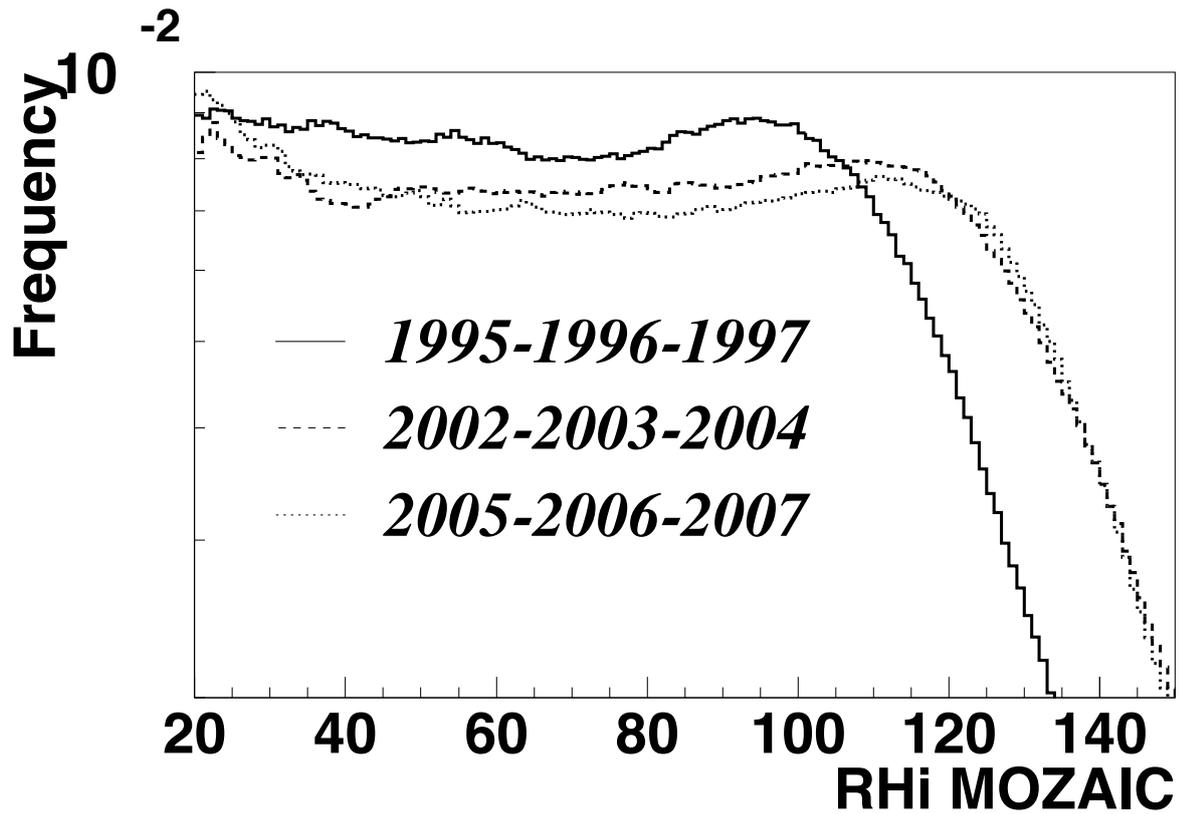


FIGURE V.7 – Distributions de RH_{iM} pour les années 1995 à 1997 utilisées dans Gierens et al. (1999) ainsi que pour les années 2002 à 2004 et 2005 à 2007 utilisées dans cette étude. Source : données MOZAIC.

de la sursaturation dans les mesures MOZAIC, pas de la valeur précise des humidités relatives.

La prise en compte de ce biais d'étalonnage suffit donc pour ne considérer comme sursaturées que les mesures MOZAIC pour lesquelles $RH_{iM} > 110\%$.

2.3 Impact de mesures MOZAIC à altitude fixe

Un autre problème important qu'il faut prendre en considération est le fait que les mesures de la campagne MOZAIC soient prises à des altitudes qui restent quasiment fixes dans la fenêtre temporelle de colocalisation. Les instruments embarqués dans les avions prennent des mesures à l'altitude du vol, ce qui ne permet pas une détermination du profil de l'humidité au-dessus et en-dessous des avions en dehors des phases de décollage et d'atterrissage.

Il est donc possible que de la sursaturation en glace soit présente à une altitude différente de celle à laquelle la mesure a effectivement été prise (Fig.V.8). Ceci est d'autant plus probable que les épaisseurs sur lesquelles la sursaturation a lieu peuvent être faibles en comparaison de l'épaisseur des couches de pression AIRS. Cela constitue un problème pour la détection de la sursaturation par MOZAIC à l'intérieur des couches de pression AIRS.

Pour compenser cet effet il faut abaisser le seuil de détection de la sursaturation (110%) prenant en compte le biais d'étalonnage de MOZAIC.

Ce nouveau seuil peut être estimé en simulant le succès de détecter la sursaturation avec les radiosondages de Lindenberg. Le principe employé est celui du score de Peirce (Peirce, 1884). Il a notamment été utilisé dans Rädcl and Shine (2007) pour évaluer la corrélation entre des traînées de condensation persistantes et la sursaturation en glace mesurée à l'aide de radiosondages au-dessus du Royaume-Uni.

Nous prenons une mesure d'humidité relative **au hasard** à l'intérieur d'une couche de pression. L'humidité relative mesurée ne témoigne pas forcément de sursaturation alors que le profil dans cette couche de pression peut être sursaturé à une autre altitude. Nous évaluons alors le succès (et l'échec) de détecter cette sursaturation en agissant sur le seuil de détection de la mesure prise **au hasard**. Le score consiste en la différence entre le taux de succès et le taux d'échec qui résultent d'une simulation sur tous les profils de radiosondages.

Dans les radiosondages de Lindenberg aucun biais d'étalonnage ne nécessite de considérer la sursaturation en glace au-delà d'un seuil différent de 100 %. La simulation est donc faite pour tous les seuils possible entre 0 et 100 % dans chacune des quatre couches de pression AIRS entre 200 et 500 hPa. Nous rejettons les couches dans lesquelles la tropopause se situe, l'altitude de cette dernière étant déterminée à l'aide du gradient de température pour chaque profil.

La Fig.V.9 montre alors les scores obtenus pour les quatre couches de pression AIRS en

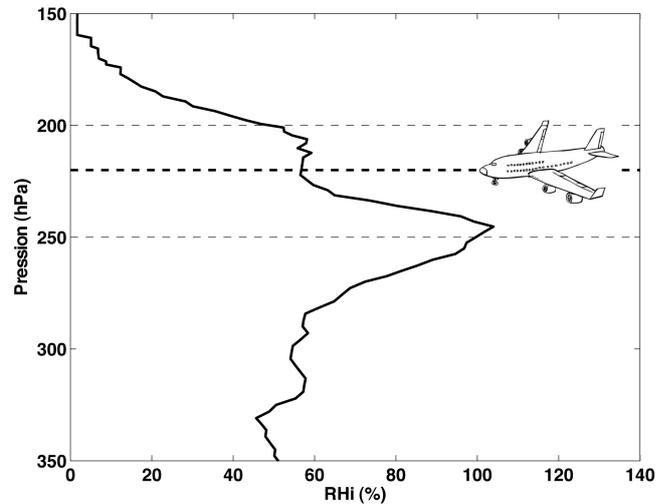


FIGURE V.8 – Cas où un avion râte la couche de sursaturation entre 200 et 250 hPa.

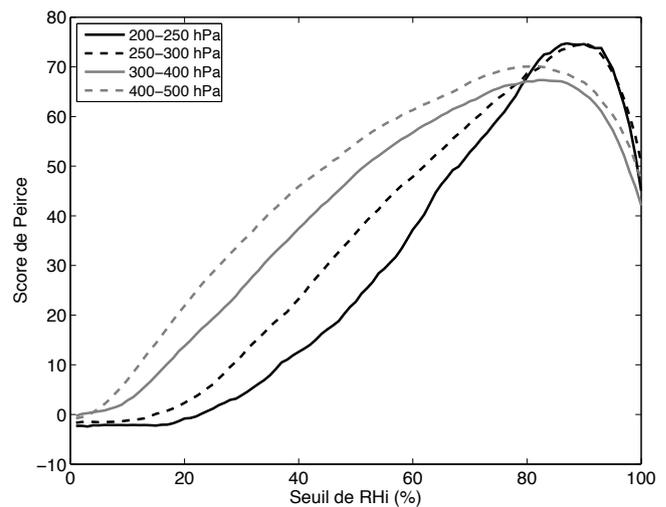


FIGURE V.9 – Evolution du score de Peirce en fonction du seuil d'humidité relative retenu.

fonction du seuil de détection de la sursaturation entre 0 et 100 %. Le score est maximal pour un seuil d'environ 90 % pour les couches de pression 200-250 et 250-300 hPa où la plupart des mesures de MOZAIC se trouvent dans la haute troposphère. Le score est maximal pour un seuil plus bas pour les couches de pression 300-400 et 400-500 hPa car ces couches sont un peu plus épaisses.

L'altitude des mesures MOZAIC (davantage entre 200 et 300 hPa) a pour conséquence une statistique plus élevée de colocalisations AIRS-MOZAIC pour les couches de pression 200-250 et 250-300 hPa. Nous devons donc plutôt prendre en considération le score de Peirce de ces couches de pression. Pour compenser l'effet dû à l'altitude fixe des avions nous abaissons donc le seuil de détection de la sursaturation de 10 %. De plus, l'incertitude sur RH_{iM} atteint 10 % autour de la saturation (Gierens et al., 1999). Nous considérons donc finalement que MOZAIC détecte la sursaturation en glace **dans une couche de pression** lorsque RH_{iM} est supérieure à 100 % avec une incertitude de 10 %.

2.4 Méthode de correction pour la détection de la sursaturation en glace à partir des observations AIRS

Nous utilisons maintenant les données AIRS-MOZAIC colocalisées à l'échelle du golfball pour relier les humidités relatives de AIRS avec celles de MOZAIC. Nous connaissons l'humidité relative RH_{iA} dans la couche de pression dans laquelle plusieurs mesures MOZAIC RH_{iM} ont été colocalisées. Le maximum de RH_{iM} parmi les mesures MOZAIC colocalisées dans chaque golfball AIRS permet de détecter la sursaturation.

La Fig.V.10 montre alors la probabilité conditionnelle $S(RH_{iA})$ d'occurrence de la sursaturation en fonction de RH_{iA} en prenant le seuil de détection de la sursaturation dans les données MOZAIC à 90, 100, et 110 %. Bien entendu, les courbes obtenues avec le seuil à 90 % (resp. 110 %) sont au-dessus (resp. en-dessous) de la courbe obtenue avec le seuil à 100 %.

Les valeurs obtenues par intervalle de RH_{iA} sont montrées avec des croix. Seules les valeurs sont montrées lorsque la statistique est significative. Les courbes représentent des interpolations réalisées à l'aide de tangentes hyperboliques et seront utilisées de cette manière.

Toutes les latitudes, toutes les couches et toutes les saisons sont confondues. En raison de la distribution de l'altitude des avions les couches 200-250 et 250-300 hPa sont cependant les plus représentées dans la statistique.

Nous constatons que :

- La fonction $S(RH_{iA})$ est une fonction croissante de RH_{iA} , elle suit bien la forme proposée dans la Fig.V.3. Il y a une probabilité significative de détecter de la sursaturation quand $RH_{iA} < 100$ % et même pour des valeurs faibles de RH_{iA} . C'est tout à fait ce que nous cherchions puisque nous avons déjà mis en évidence (partie III) qu'il existe des cirrus très fins à des humidités relatives RH_{iA} faibles. Il doit en être de même pour des couches sursaturées peu épaisses.
- La probabilité d'occurrence de sursaturation $S(RH_{iA})$ n'atteint qu'environ 80 % lorsque RH_{iA} est autour de 100 %. Cela peut être lié à l'incertitude sur RH_{iA} qui peut atteindre 30 % environ autour de la saturation (Fig.IV.4) et à l'incertitude des mesures MOZAIC, liée à l'altitude fixe, de détecter effectivement la sursaturation dans la couche de pression considérée.

Pour réduire les incertitudes associées à MOZAIC il faudrait pouvoir colocaliser les observations AIRS avec un très grand nombre de profils de radiosondage très précis dans la haute troposphère. Nous n'avons pas encore cette possibilité.

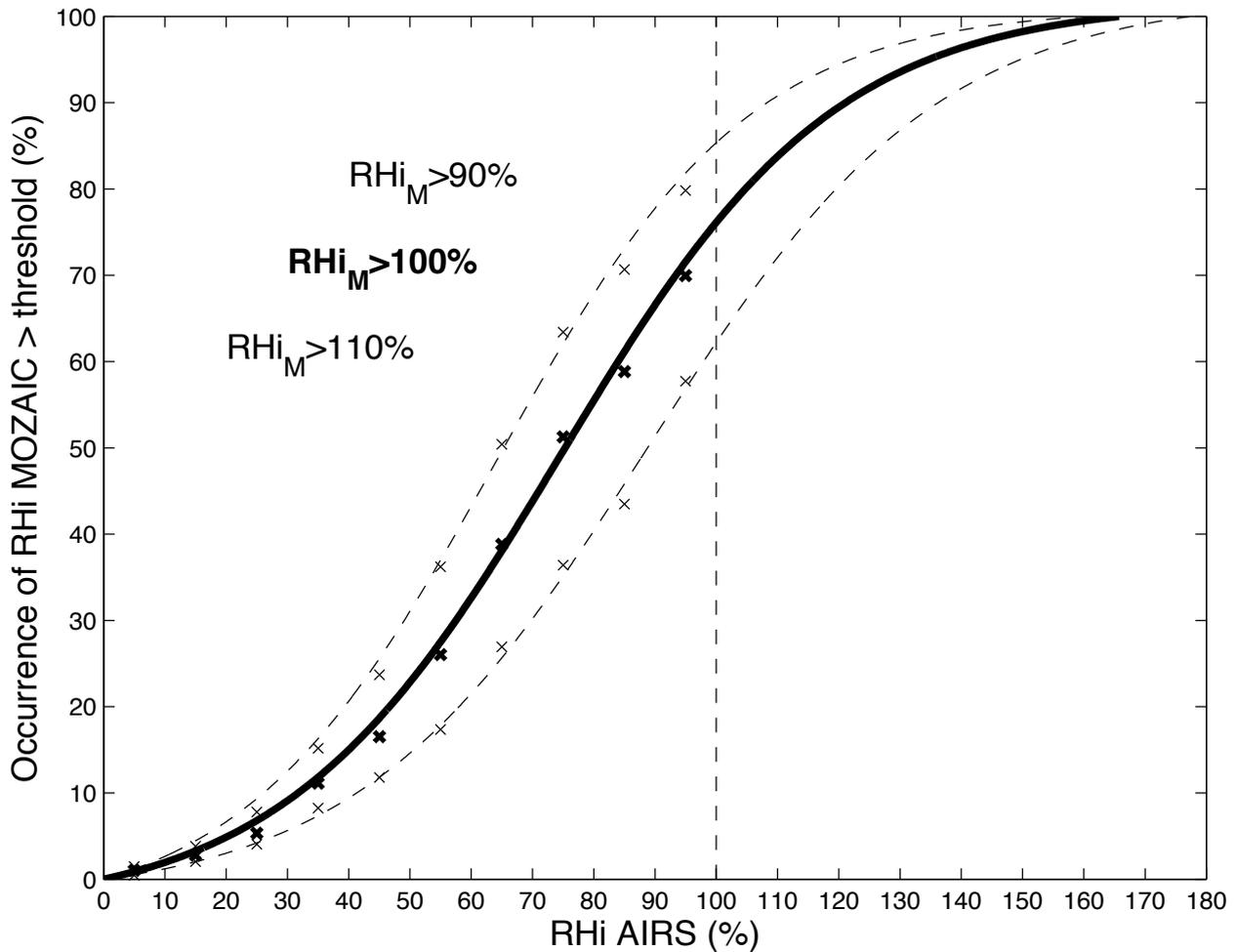


FIGURE V.10 – Probabilité $S(RHi_A)$ que MOZAIK détecte de la sursaturation en fonction de l'humidité relative de AIRS. Seuils de détection MOZAIK à 90, 100, et 110 %.

Nous explorons la stabilité de cette relation en distinguant différents cas. Pour cette étude nous fixons le seuil MOZAIK à 100 % et nous nous concentrons sur les valeurs de RHi_A inférieures à 100 % pour lesquelles nous avons plus de statistique. La Fig.V.11 montre alors les relations obtenues en distinguant par :

- régions (haut gauche) : moyennes latitudes nord (40°-60° N), tropiques (20° N - 20° S), et toutes les régions.
- saisons pour les moyennes latitudes nord (haut droite) : été, hiver, et autres saisons.
- température (bas gauche) : $T < 220$ K, $220 < T < 230$ K, et $T > 230$ K.
- type de situation nuageuse (bas gauche) : ciel clair, cirrus fins et cirrus moyens.

Nous observons d'abord que cette relation varie peu avec la région considérée. Ceci indique que la fonction S prend en compte les différences dans les distributions de l'humidité relative entre les moyennes latitudes et les tropiques. En effet, les distributions obtenues pour AIRS dans les Figs. III.7 et III.8 montrent, pour les cirrus, des pics plus faibles dans les tropiques que dans les moyennes latitudes. Ceci a été également observé pour les distributions obtenues avec MOZAIK dans la Fig.V.6. Dans la fonction S cela se traduit par une probabilité plus faible de sursaturation à plus faible humidité relative. La variation avec la saison est aussi relativement faible, probablement pour les mêmes raisons.

La plus grande variabilité existe en considérant différentes classes de température et types de scène nuageuse. Gierens et al. (1999) montrent que les régions sursaturées sont en moyenne

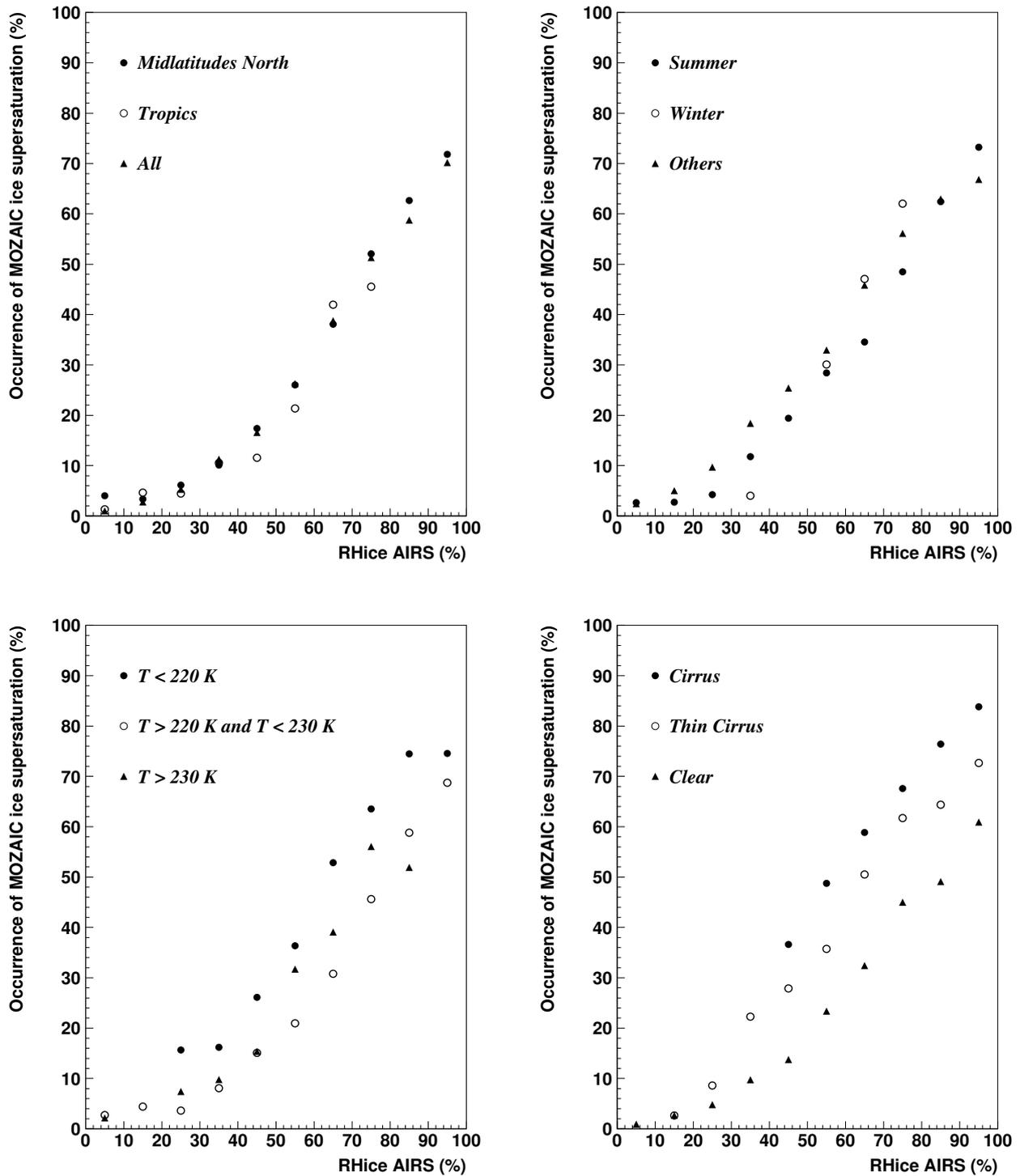


FIGURE V.11 – Probabilité conditionnelle $S(RH_{iA})$ que MOZAIC détecte de la sursaturation en fonction de l'humidité relative de AIRS. Seuil de détection MOZAIC à 100 %. Haut gauche : variation avec la bande de latitudes. Haut droit : variation avec la saison pour les moyennes latitudes nord. Bas gauche : variation avec la température. Bas droit : variation avec le type de situation nuageuse.

plus froides de 3-4 K que les régions dépourvues de sursaturation. En sélectionnant les situations les plus froides nous avons alors plus de chance de rencontrer la sursaturation, ce que suggère la relation de la Fig.V.11 pour les différentes classes de température.

La variabilité avec le type de situation nuageuse est la plus intéressante. Pour une même valeur de RHi_A la probabilité d'occurrence de sursaturation déterminée par MOZAIC doit augmenter avec l'épaisseur de la couche de sursaturation (ou de la partie du profil où l'humidité relative est élevée car la sursaturation peut être détectée localement sur 40 km). Cette épaisseur est probablement plus grande pour une situation de cirrus que pour une situation de ciel clair, et même davantage lorsque les cirrus sont les plus épais (géométriquement ou optiquement). Les variations de $S(RHi_A)$ mettent donc en évidence l'impact de l'altitude fixe des mesures MOZAIC dans la fenêtre temporelle de la colocalisation.

Dans tous les cas la variabilité reste dans les limites convenables des incertitudes de la Fig.V.10 et nous utiliserons toujours le seuil MOZAIC à 100 % dans les résultats qui vont suivre. Toutefois, lorsque ce sera nécessaire nous montrerons les résultats avec les erreurs déterminées par les calculs utilisant les seuils à 90 % et 110 %.

2.5 Climatologie de la sursaturation en glace

La relation précédente est maintenant utilisée pour déterminer les fréquences d'occurrence de la sursaturation en glace dans la haute troposphère à l'aide des données AIRS seules sur la période 2003-2008. Comme pour TOVS ces fréquences ne peuvent qu'être calculées à partir des données dont le profil atmosphérique est de bonne qualité. Pour estimer le biais potentiel de cette sélection fortuite des données la Fig.V.12 montre les distributions de l'humidité relative issue de MOZAIC et colocalisée avec des observations AIRS quelque soit la qualité des profils atmosphériques ("qualité quelconque") ou uniquement lorsque le critère de qualité est validé dans la haute troposphère ("qualité bonne"). Nous voyons alors que la différence n'est pas très importante, elle suggère que le biais induit par la sélection des profils AIRS de bonne qualité consiste en un léger biais sec.

Nous calculons les fréquences d'occurrence de la sursaturation en glace à l'échelle globale pour chaque couche de pression AIRS entre 100 et 500 hPa. Le calcul est fait à une résolution de $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$ sur une statistique de six années de données AIRS.

Nous introduisons des notations utiles pour la suite : nous notons \mathcal{T} la condition $T < 243 \text{ K}$ sur la température pour n'avoir que l'humidité relative par rapport à la glace. Cette condition est toujours appliquée à la température du bas de la couche de pression pour assurer le critère sur toute la couche.

Pour la couche de pression p , la fréquence d'occurrence ISS_p de la sursaturation en glace est alors déterminée par la somme des probabilités $S(RHi_A) \times \mathcal{T}$ sur chaque région de $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$, normalisée par le nombre total d'observations N de cette région :

$$ISS_p = \frac{\sum_{i=1}^N S(RHi_A) \times \mathcal{T}}{N} \quad (2.1)$$

Les Figs.V.13 et V.14 présentent alors les fréquences d'occurrence de la sursaturation pour les 6 couches de pression entre 100 et 500 hPa. Ces moyennes sont obtenues à partir des 6 années d'observations 2003 à 2008 en confondant les observations de jour (13h30) et de nuit (1h30).

A notre connaissance il n'existe pas de climatologie globale de la sursaturation, faite directement à partir d'observations, pour toute la haute troposphère. Nous pouvons cependant nous comparer à différentes études qui ont utilisé d'autres techniques que le sondage infrarouge.

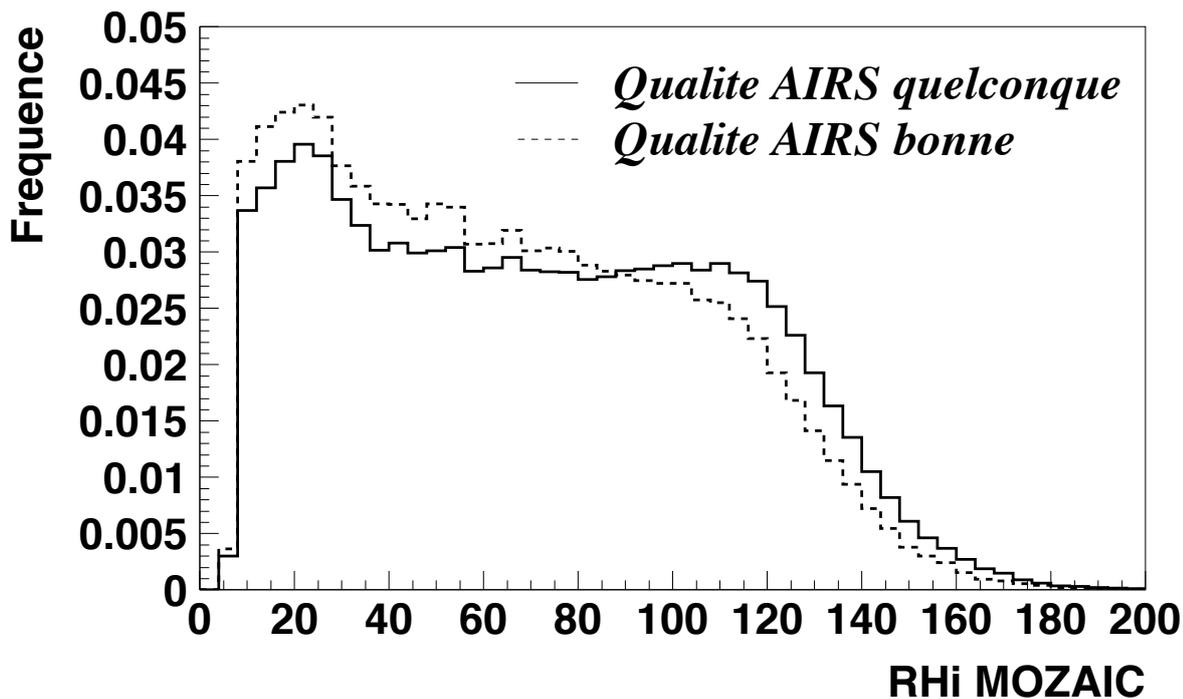


FIGURE V.12 – Distributions d’humidité relative (%) MOZAIC pour toutes les qualités des profils atmosphériques AIRS ou seulement lorsque le critère de qualité est validé.

Les fréquences des Figs.V.13 et V.14 peuvent atteindre 50 % et même légèrement plus au-dessus de la région indonésienne. Dans les tropiques la plus grande occurrence de sursaturation observée par Spichtinger et al. (2003b) à 147 hPa (maximum de 60 %) par rapport à 215 hPa (maximum de 25 %) se retrouve dans nos résultats entre la couche 100-150 hPa et la couche 200-250 hPa.

Au-delà des tropiques, nous pouvons nous comparer à Gierens et al. (2000) qui montrent des fréquences d’occurrence de sursaturation obtenues à l’aide des mesures de MOZAIC le long des couloirs aériens. Leurs calculs sont effectués en collectant les mesures MOZAIC sur des couches de 50 hPa autour des niveaux 200 et 250 hPa. Leurs fréquences d’occurrence se comparent très bien aux Figs.V.13 et V.14 en moyennant les fréquences ISS_p des couches 150-200 et 200-250 hPa (pour le niveau 200 hPa) et les fréquences ISS_p des couches 200-250 et 250-300 hPa (pour le niveau 250 hPa).

Dans les zones polaires la situation est différente dans les deux hémisphères. Pour l’Antarctique la sursaturation en glace de l’air existe depuis la surface (King and Anderson, 1999). Les occurrences très élevées de la Fig.V.14 sont certainement représentatives de couches de sursaturation très épaisses plus haut dans l’atmosphère. Dans l’Arctique, Treffeisen et al. (2007) déterminent des fréquences d’occurrence de la sursaturation au-dessus de Ny-Ålesund, Svalbard. Ils observent un cycle saisonnier marqué avec des fréquences atteignant 35 % en hiver (leur Fig.6), ce qui est en bon accord avec notre climatologie.

Les Figs.V.13 et V.14 sont produites en moyennant toutes les observations sur 6 ans. La Fig.V.15 montre les moyennes zonales des fréquences ISS_p pour l’été boréal et l’hiver boréal pour chacune des 6 couches de pression entre 100 et 500 hPa. Cette fois, les incertitudes induites par le choix du seuil de la fonction $S(RHi_A)$ ($\pm 10\%$) sont montrées en tirets. En annexe Fig.VI.6 nous montrons les climatologies des différences hiver boréal - été boréal.

Dans les tropiques, la zone de convergence intertropicale est bien marquée avec des maxima centrés à 10° N en été boréal et entre l’équateur et 10° S en hiver boréal.

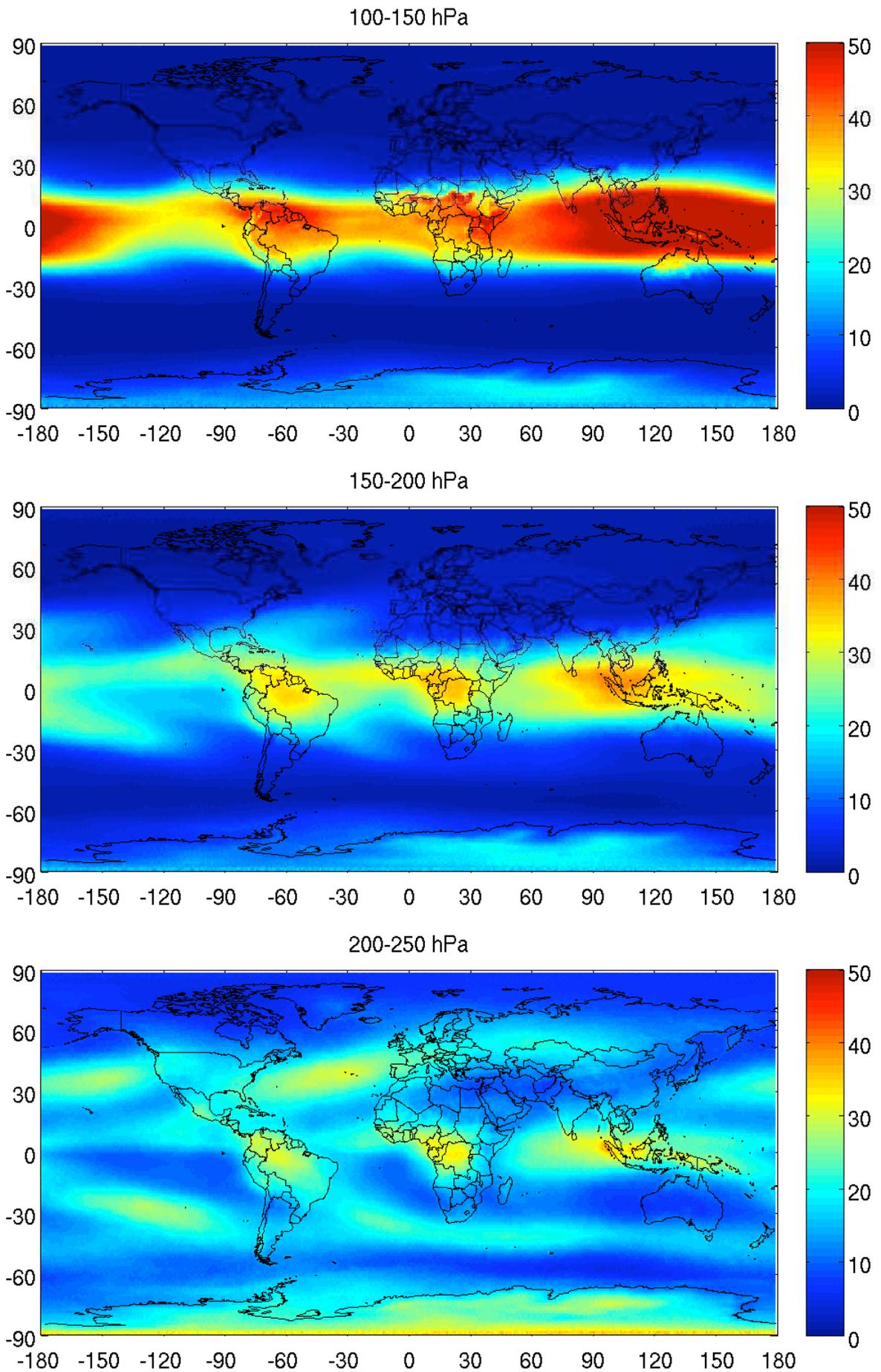


FIGURE V.13 – Fréquence d'occurrence (%) de la sursaturation en glace entre 100 et 250 hPa dans les données AIRS entre 2003 et 2008.

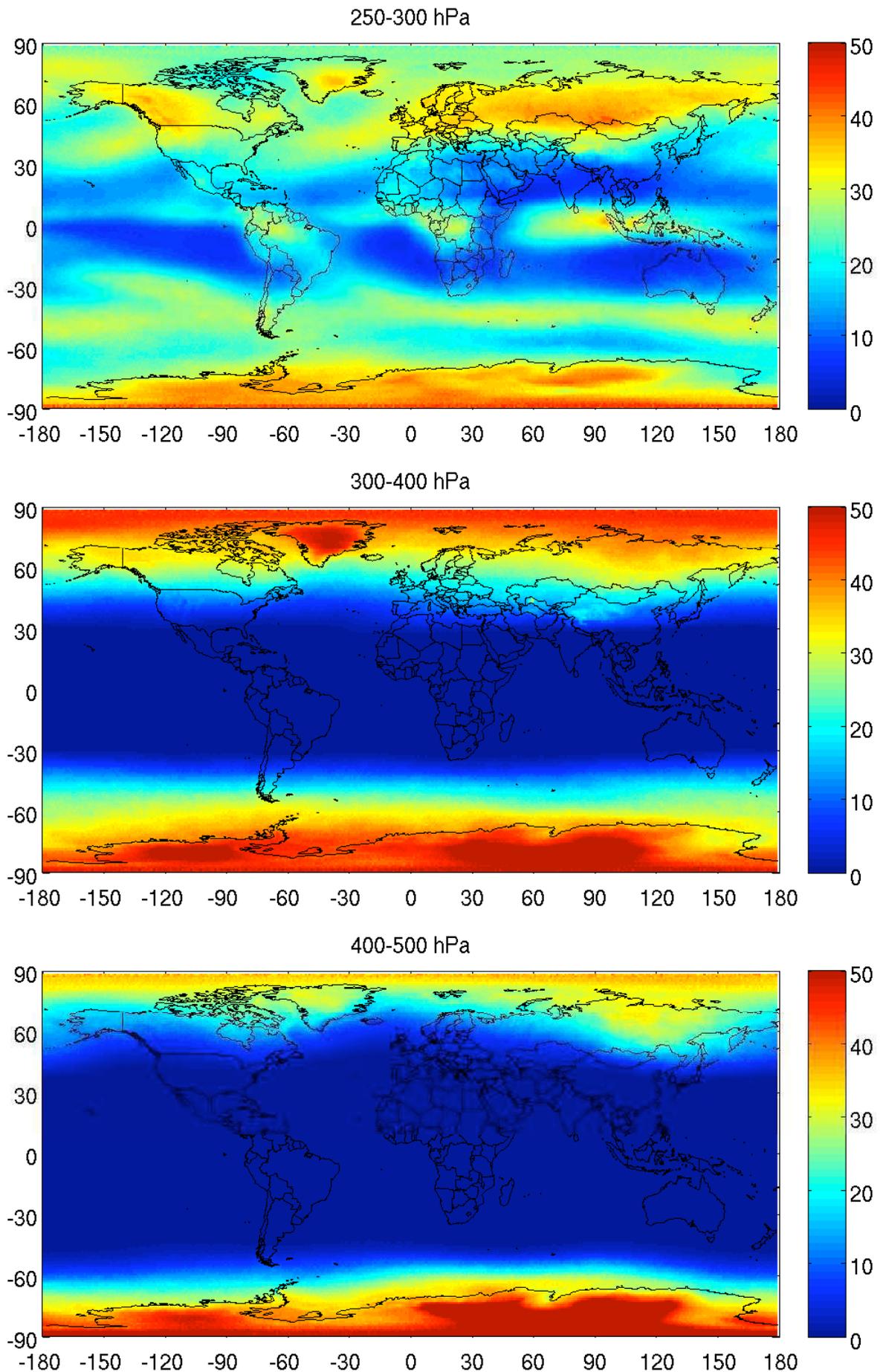


FIGURE V.14 – Fréquence d'occurrence (%) de la sursaturation en glace entre 250 et 500 hPa dans les données AIRS entre 2003 et 2008.

Dans la couche 100-150 hPa les fréquences sont plus élevées (environ 15 % de plus) en hiver boréal qu'en été boréal. Ceci est en accord avec Spichtinger et al. (2003b). Pendant l'hiver boréal une plus grande proportion de terre est située dans la zone de convergence intertropicale, ce qui renforce la surface au-dessus de laquelle s'opère la convection profonde. Dans la haute troposphère cela se traduit par une plus grande aire sur laquelle la sursaturation peut avoir lieu. Sur une moyenne zonale les fréquences d'occurrence de la sursaturation sont alors aussi plus élevées en hiver boréal.

Les moyennes zonales des fréquences d'occurrence de la sursaturation de Spichtinger et al. (2003b) sont cependant beaucoup plus faibles à 147 hPa (d'environ 20 %) dans les tropiques. Ceci peut s'expliquer par le fait que leur calcul est fait uniquement sur ciel clair, ce qui doit apporter un biais non négligeable.

En dehors des tropiques, la variabilité saisonnière est marquée sur la position des jets sous-tropicaux puis à partir de 40° de latitude nord qui montre plus de sursaturation en hiver dès 500 hPa. Ceci va de paire avec des températures plus froides (Spichtinger et al., 2003a; Rädcl and Shine, 2007).

Dans la zone arctique le cycle saisonnier est en accord avec Treffeisen et al. (2007) qui montrent davantage de sursaturation en hiver boréal et à des altitudes qui peuvent être plus faibles (400-500 hPa).

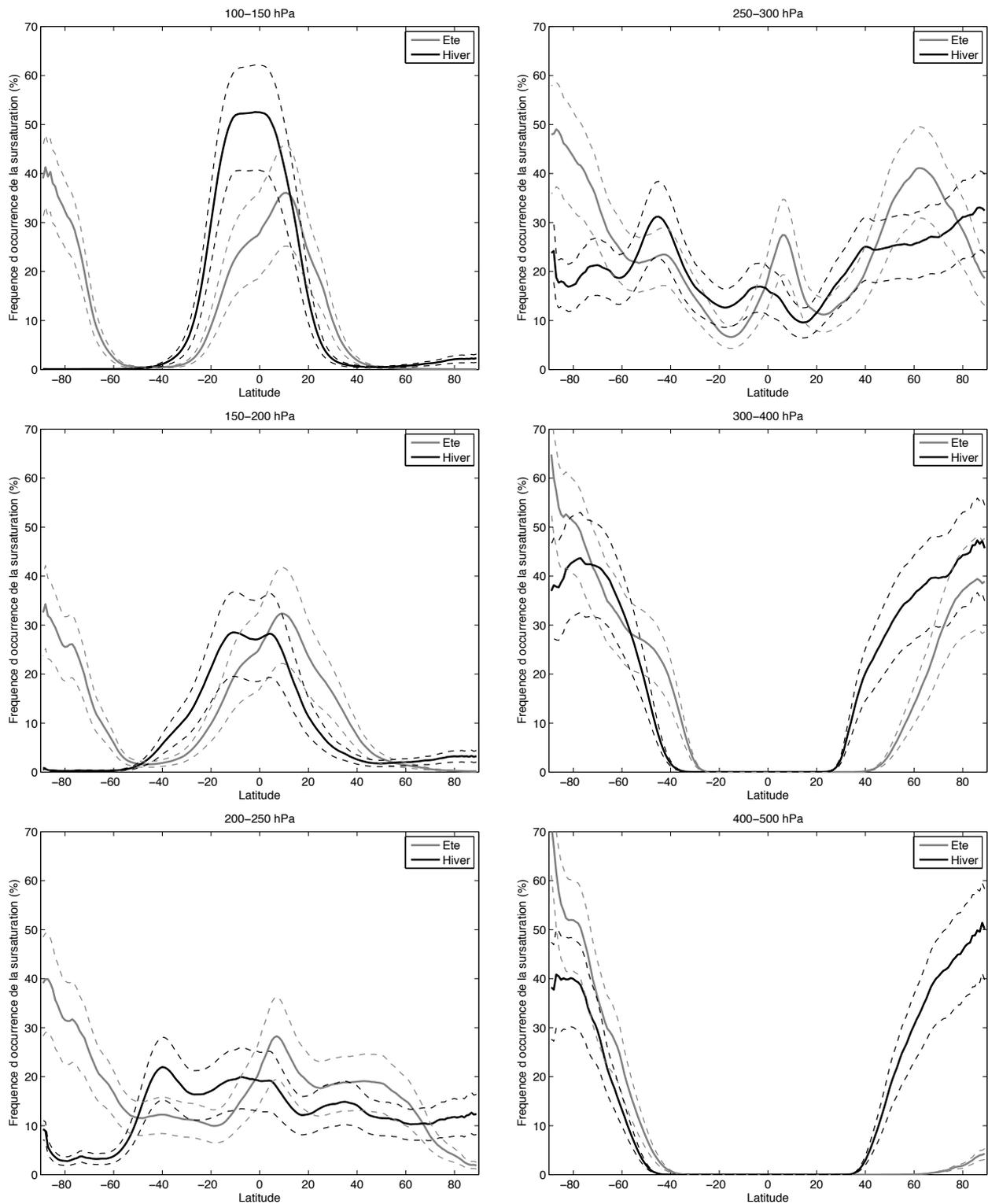


FIGURE V.15 – Fréquence d'occurrence (%) de la sursaturation en glace à partir des données AIRS 2003-2008 (traits pleins avec incertitudes en tirets), moyennes zonales pour les couches de pression entre 100 et 500 hPa. Ete boréal (gris) et hiver boréal (noir).

3

Climatologie des traînées de condensation potentielles, persistantes, et ayant un impact sur le climat

Le trafic aérien exerce un forçage radiatif par la formation de traînées de condensation. Il est encore difficile de quantifier ce forçage avec exactitude (par exemple Lee et al., 2009). La sursaturation en glace est une condition sine qua non pour la persistance des traînées de condensation. Cependant, celles-ci se forment lorsque l’air est suffisamment froid d’après le critère de Schmidt-Appleman (CSA). Nous implémentons alors le CSA dans notre analyse des données AIRS. Les deux conditions simultanées sont requises pour établir une climatologie des traînées de condensation **potentielles** et **persistantes**. “**Potentielles**” dans le sens que l’on établit une climatologie des situations atmosphériques pour lesquelles des traînées de condensation peuvent se former (même s’il peut ne pas y avoir de trafic aérien en réalité), et “**persistantes**” dans le sens que ces traînées potentielles ne s’évaporent pas et peuvent évoluer en cirrus plus étendu.

Sur cela nous rajoutons un critère qui est celui de **l’impact sur le climat** et qui traduit la formation et la persistance des traînées uniquement au sein ou au-dessus de situations atmosphériques peu couvertes en nuages. En effet, la faible épaisseur optique des traînées de condensation (de l’ordre de 0.2-0.5 pour les traînées d’avion linéaires dans Meerkötter et al. (1999)) fait que, si elles se développent en cirrus fins, elles exercent un forçage radiatif positif en bloquant davantage le rayonnement infrarouge ascendant que le rayonnement solaire descendant (par exemple Myhre and Stordal, 2001). En présence de nuages épais, aucun (ou très peu de) rayonnement ascendant n’est bloqué par les traînées et celles-ci ont alors moins d’impact sur le climat. Ce critère sera précisé en fonction de l’émissivité effective déterminée par AIRS.

3.1 Implémentation du critère de Schmidt-Appleman

Le CSA stipule que la formation des traînées d’avion s’opère à partir d’une température critique T_c dont on rappelle l’approximation de Schumann (1996) :

$$T_c = -46.46 + 9.43 \ln(G - 0.053) + 0.72[\ln(G - 0.053)]^2 \text{ K.} \quad (3.1)$$

Elle varie avec le facteur G qui est fonction de la pression par $G(p) = 1.59 p / (220 \text{ hPa})$ avec p en hPa. Ainsi T_c vaut 230 K à 200 hPa et 237 K à 400 hPa.

Pour tenir compte de cette variabilité nous comparons les températures interpolées entre le haut et le bas des couches de pression AIRS (comme pour le calcul de RH_{iA}) au profil de T_c

déterminé par pas de 1 hPa à l'aide du profil de $G(p)$. Il en ressort la proportion $\mathcal{SA} \in [0, 1]$ de la couche pour laquelle $T < T_c$.

Même si le CSA varie peu avec la température, il peut arriver que ce critère ne soit pas rempli lorsque de la sursaturation en glace est présente. C'est ce que \mathcal{SA} prend surtout en compte.

3.2 Implémentation du critère d'impact sur le climat

La sursaturation en glace est nécessaire à la persistance des traînées d'avion. Si les traînées ne persistent pas elles n'ont qu'un impact négligeable sur le climat car les cristaux qui les composent s'évaporent très vite (de l'ordre de la seconde ou de la minute suivant le type d'appareil (Sussman and Gierens, 2001)). Leurs épaisseurs optiques faibles font que les traînées d'avion exercent un forçage radiatif globalement positif (Meerkötter et al., 1999; Minnis et al., 1999; Myhre and Stordal, 2001; Ponater et al., 2002) et surtout pendant la nuit (Stuber et al., 2006; Stuber and Forster, 2007).

Elles ont le plus d'impact radiatif si elles persistent au-dessus d'une situation nuageuse peu épaisse. Pour cette raison nous couplons l'analyse précédente de la sursaturation avec les propriétés nuageuses issues de AIRS pour établir une statistique des situations pour lesquelles les traînées d'avion potentielles persistent et ont un impact radiatif sur le climat.

Pour chaque profil atmosphérique déterminé à l'échelle de 45 km nous déterminons la moyenne des émissivités des nuages AIRS détectés à 13.5 km (en comptant 0 pour les situations de ciel clair). Nous considérons alors qu'une situation est "à risque" lorsque cette émissivité moyenne est inférieure à 0.5. Ce critère est noté \mathcal{N} , il vaut 0 lorsqu'il n'est pas rempli, 1 sinon.

Ensuite, nous prenons en considération les observations AIRS pour lesquelles le critère de qualité des profils atmosphériques n'est pas validé à cause de la présence de nuages trop épais. Dans ces cas nous pouvons considérer que la présence de traînées d'avion n'aurait pas d'impact radiatif. Cette condition est notée \mathcal{Q} .

Dans la pratique nous multiplions la probabilité $S(\text{RH}_{iA})$ par chacun des poids qui sont mis à zéro lorsque :

- la situation nuageuse ne présente pas de risque potentiel : $\mathcal{N} = 0$
- la qualité des profils atmosphériques n'est pas bonne : $\mathcal{Q} = 0$
- la température de bas de la couche est plus grande que 243 K (pour n'avoir que l'humidité relative par rapport à la glace) : $\mathcal{T} = 0$

La probabilité $S(\text{RH}_{iA})$ est également pondérée par \mathcal{SA} qui est une condition plus contraignante que la condition \mathcal{T} . Nous calculons alors, pour une couche de pression p , la fréquence d'occurrence des traînées de condensation potentielles, persistantes, et ayant un impact radiatif comme

$$F_p = \frac{\sum_{i=1}^N S(\text{RH}_{iA}) \times \mathcal{N} \times \mathcal{Q} \times \mathcal{T} \times \mathcal{SA}}{N} \quad (3.2)$$

Pour simplifier nous appellons dorénavant "traînées potentielles" les traînées de condensation potentielles, persistantes, et ayant le plus d'impact sur le climat dans le sens que nous venons de préciser.

3.3 Climatologies des traînées potentielles

Les Figs.V.16 et V.17 montrent les fréquences d'occurrence des traînées potentielles F_p pour chacune des 6 couches de pression AIRS entre 100 et 500 hPa sur la période 2003-2008.

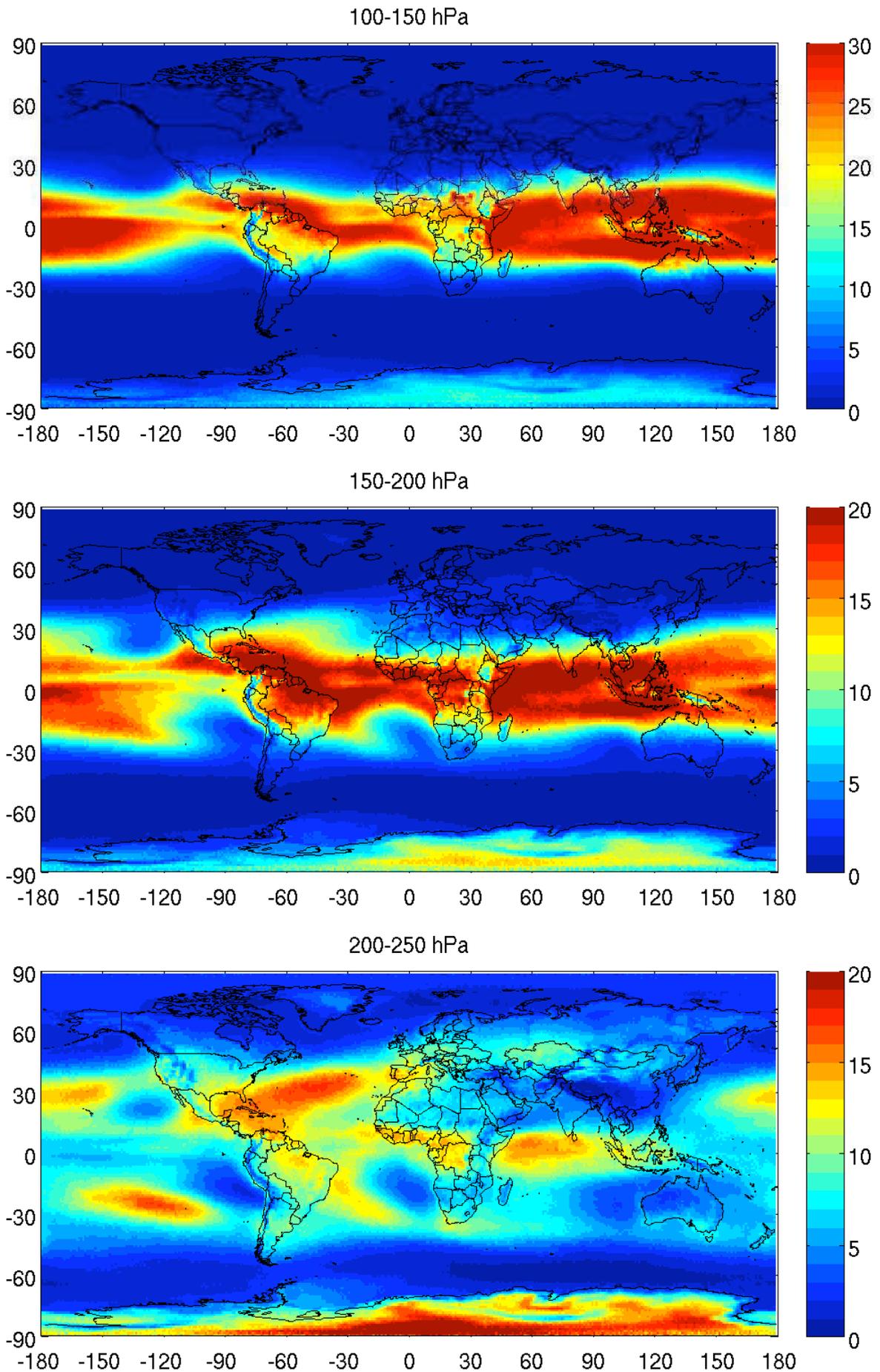


FIGURE V.16 – Fréquence d'occurrence (%) des traînées potentielles entre 100 et 250 hPa à partir des données AIRS 2003-2008.

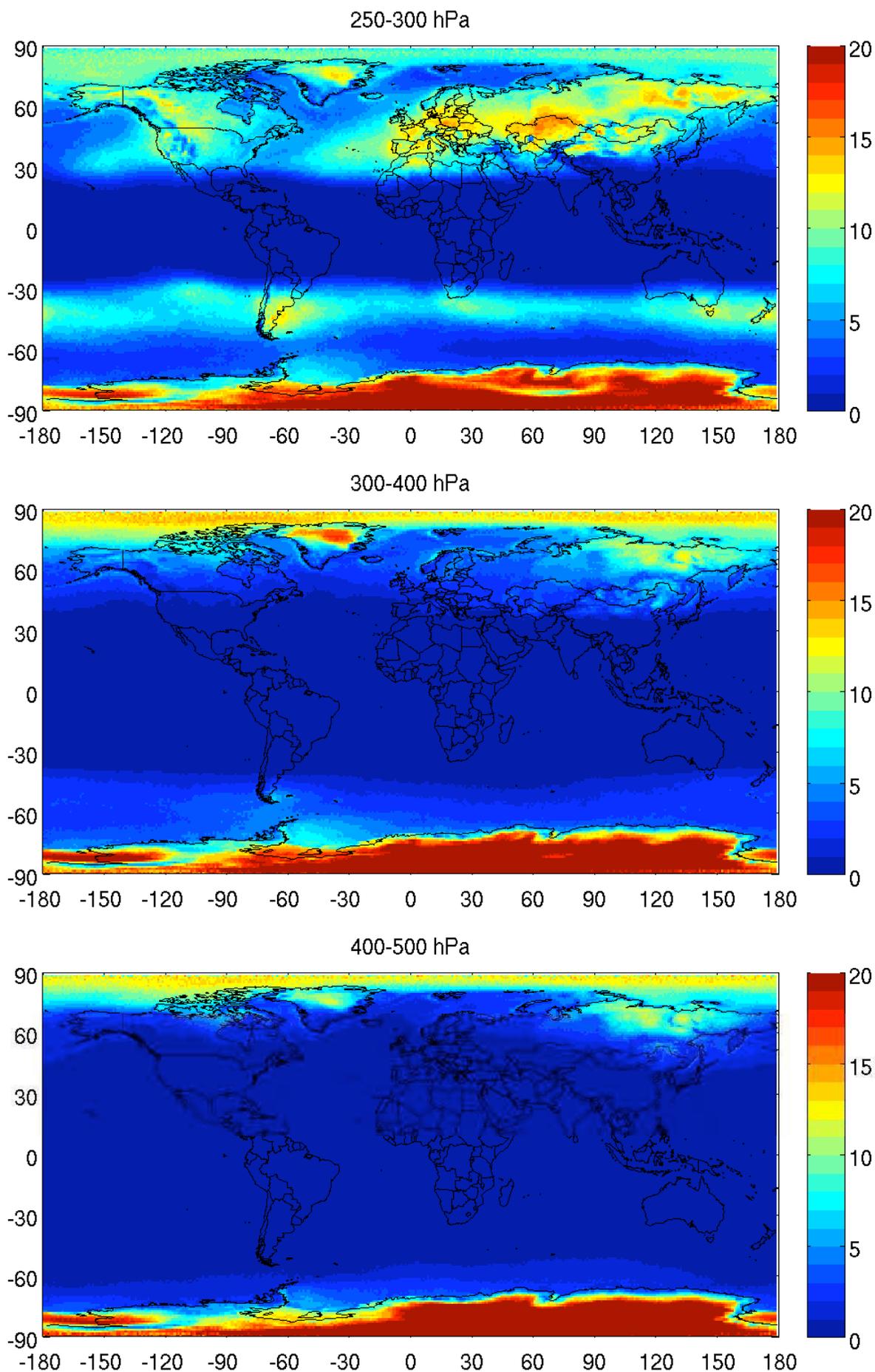


FIGURE V.17 – Fréquence d'occurrence (%) des traînées potentielles entre 250 et 500 hPa à partir des données AIRS 2003-2008.

En annexe Fig.VI.7 sont montrées les différences hiver boréal - été boréal. Clairement, la sélection des situations nuageuses et, en moindre importance, les autres critères diminuent de moitié les fréquences d'occurrence de la sursaturation. Le CSA agit sur la température surtout dans la couche 250-300 hPa dans les tropiques où aucune traînée potentielle n'est possible alors que la sursaturation était présente dans cette couche dans la Fig.V.13.

La sélection des situations les moins nuageuses entraîne des fréquences d'occurrence des traînées potentielles moindres au-dessus des coeurs convectifs mais aussi dans les zones à forte couverture nuageuse (notamment le nord de l'océan Atlantique qui voit passer un grand nombre de vols transatlantiques).

Ces résultats se comparent qualitativement bien avec une étude de Sausen et al. (1998) qui utilise des réanalyses du ECMWF entre 1983 et 1993. Par exemple, le résultat de Sausen et al. (1998) à 250 hPa est proche de notre résultat pour la couche 250-300 hPa. Cependant, les niveaux de pression dans lesquels les résultats y sont présentés sont intermédiaires à nos couches de pression et la comparaison ne peut qu'être qualitative. La meilleure résolution horizontale de AIRS (environ 0.5° , mise à 1° dans les cartes) comparée à la résolution utilisée par Sausen et al. (1998) (environ 2.8°) apporte plus de détails, notamment dans les tropiques.

De plus, l'étude de Sausen et al. (1998) n'utilise pas de sélection des situations nuageuses les moins couvertes (condition \mathcal{N}) mais supprime seulement la présence de cirrus trop épais. Enfin, les réanalyses du ECMWF sur la période 1983-1993 comportent peu de sursaturation et Sausen et al. (1998) utilisent une paramétrisation sous-maille qui a été corrigée récemment (Burkhardt et al., 2008).

4

Evaluation du risque de formation et d'impact des traînées de condensation avec AERO2k

Les fréquences d'occurrence de la sursaturation en glace ISS_p et des traînées potentielles F_p sont déterminées **pour chaque couche de pression p** . Pour estimer le risque de formation total des traînées il faut **intégrer** ces couches en utilisant une **densité du trafic aérien**. Nous utilisons pour cela la base de données AERO2k à une résolution horizontale de 1° lat \times 1° lon et mise à l'échelle des couches de pression AIRS. Cette densité est utilisée pour chacune des six années entre 2003 et 2008 bien qu'elle soit un inventaire de l'année 2002. Nous ne pouvons donc pas tenir compte de l'évolution du trafic aérien pendant ces années.

Dans notre analyse nous utilisons successivement :

- une densité moyenne de l'altitude des avions toutes latitudes et longitudes confondues (la Fig.V.4).
- une densité de l'altitude des avions qui dépend du trafic à chaque latitude et longitude.
- le nombre de kilomètres parcourus dans chaque couche de pression AIRS et dans chaque région de 1° lat \times 1° lon.

Dans les deux premiers cas nous intégrerons le risque potentiel de formation des traînées de condensation, dans le dernier cas nous pourrions mieux préciser les régions dans lesquelles ce risque se transforme en un impact radiatif lié au flux du trafic aérien.

4.1 Intégration par densité moyenne de l'altitude

Dans une densité de l'altitude du trafic aérien nous notons les poids $W_p \in [0, 1]$ pour représenter la probabilité de trouver un avion dans chacune des couches de pression p entre 150 et 500 hPa. Ils sont normalisés de telle sorte que

$$\sum_{p < 500} W_p = 1. \quad (4.1)$$

Dans le cas d'une densité **moyenne** de l'altitude les poids W_p sont constants quelque soit le lieu géographique considéré. Nous intégrons ISS_p et F_p verticalement en pondérant par W_p :

$$ISS = \sum_{p < 500} ISS_p \times W_p \quad \text{et} \quad F = \sum_{p < 500} F_p \times W_p. \quad (4.2)$$

La densité **moyenne** de l'altitude permet d'obtenir une vision indépendante de l'existence réelle de trafic aérien, donc globale. La Fig.V.18 montre alors les fréquences d'occurrence de la sursaturation en glace (haut) et des traînées potentielles (bas) obtenues à partir des 6 années d'observations AIRS intégrées avec une densité moyenne de l'altitude du trafic aérien.

Nous voyons l'effet de considérer les altitudes les plus probables : les fréquences de sursaturation intégrées sont, dans l'ensemble, plus faibles que les maxima des fréquences ISS_p . Nous passons, en effet, de maxima à 50 % à des maxima de 30 %. C'est surtout le cas dans les tropiques puisque les avions volent très en-dessous de la tropopause.

En dehors des tropiques, il est intéressant de constater que les régions de forte occurrence de sursaturation vers $30^\circ - 40^\circ$ N et S associées aux courants jet ressortent davantage dans les traînées potentielles de la Fig.V.18 du fait de leur localisation dans les couches 200-250 et 250-300 hPa. Ces couches correspondent en effet aux altitudes de croisière les plus probables des avions.

Cette manière d'intégrer ne rend néanmoins pas compte de la variabilité de l'altitude avec le lieu géographique. Par exemple, la Fig.V.19 montre les densités verticales obtenues pour le couloir aérien nord-atlantique (gauche) et au-dessus des Etats-Unis (droite). Il n'y a quasiment pas d'aéroports le long du couloir nord-atlantique, près de 60 % des avions volent dans la couche de pression 200-250 hPa. A l'inverse, au-dessus des Etats-Unis, de nombreux avions volent relativement bas compte-tenu des faibles distances qu'ils doivent parcourir (notez la différence d'échelle). Au passage mentionnons les parts du trafic aérien total au-dessus de ces régions (montrées dans les titres de la Fig.V.19). Près de la moitié du trafic aérien se trouve au-dessus des Etats-Unis. En annexe Fig.VI.8 nous montrons ces statistiques ainsi que les densités verticales des cirrus détectés par AIRS sur plusieurs régions du globe.

4.2 Intégration par densité verticale réelle

En utilisant une densité de l'altitude **variable avec le lieu géographique**, la Fig.V.20 montre maintenant la fréquence d'occurrence des traînées potentielles uniquement là où le trafic est présent. A la différence de la Fig.V.18 cette nouvelle figure est plus bruitée à cause des couvertures partielles sur certaines zones géographiques. Nous remarquons que les maxima de l'occurrence des traînées potentielles apparaissent renforcés, et notamment au-dessus de l'Atlantique, au nord des îles hawaïennes, en Sibérie, et dans l'océan indien.

Pour confirmer cette observation il faudrait pouvoir reproduire ces résultats à l'aide d'autres statistiques du trafic aérien mais la base de données AERO2k est probablement la plus précise des statistiques disponibles à l'heure actuelle. La Fig.V.21 montre en effet les densités moyennes de l'altitude du trafic aérien (ici montrées à partir des émissions de vapeur d'eau, proportionnelles aux distances parcourues par les avions) obtenues à partir de différents inventaires : AERO2k, QUANTIFY¹ (2000) et AEDT/SAGE² (2002 et 2004) (Laura Wilcox, University of Reading, communication personnelle).

1. <http://www.pa.op.dlr.de/quantify/>

2. http://www.faa.gov/about/office_org/headquarters_offices/aep/models/sage/

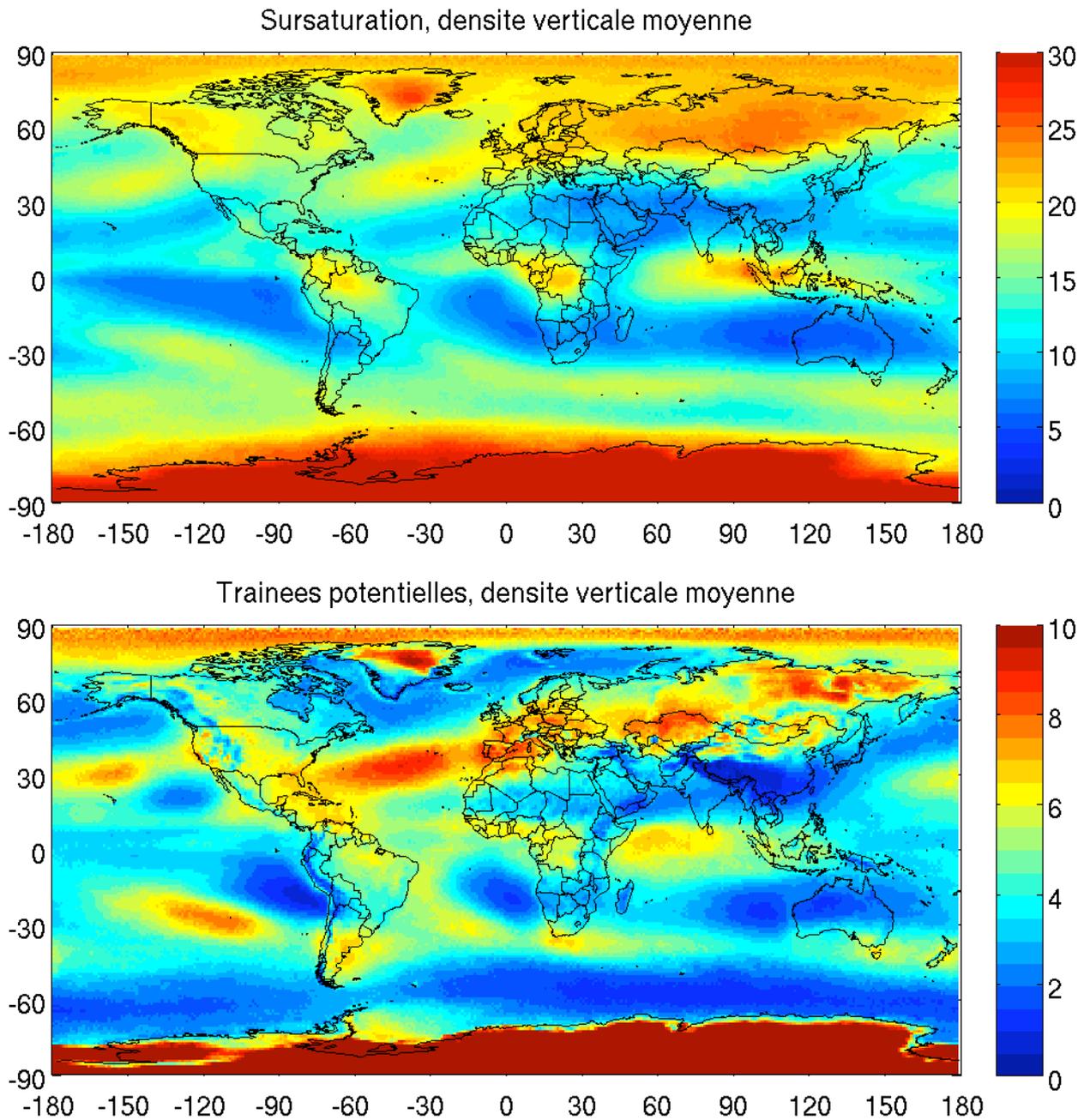


FIGURE V.18 – Fréquence d'occurrence (%) globale de la sursaturation (haut) et des traînées potentielles (bas) intégrées par densité moyenne de l'altitude du trafic aérien. A partir des données AIRS entre 2003 et 2008.

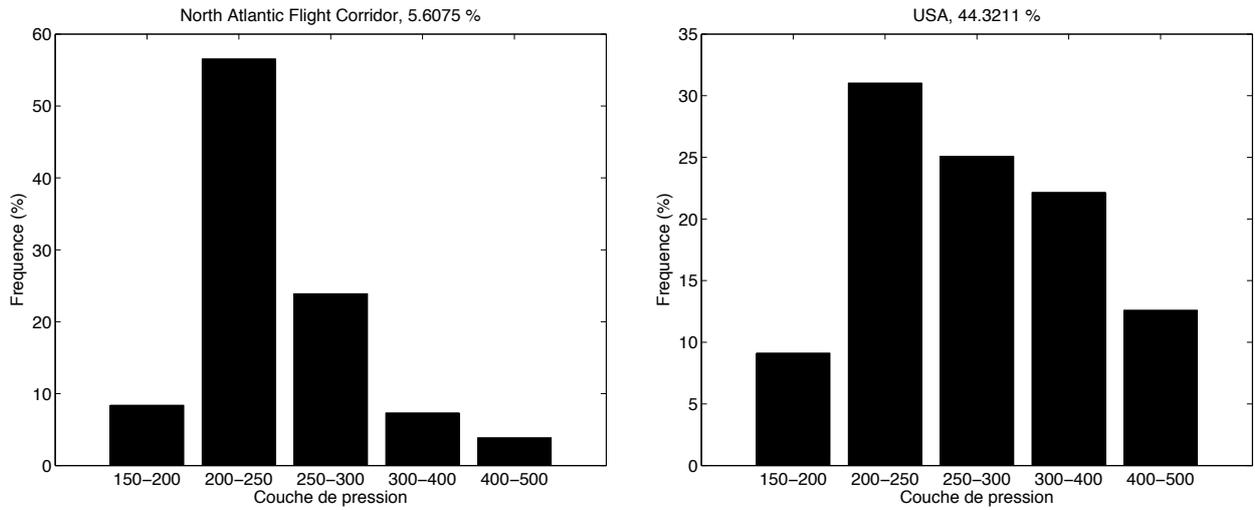


FIGURE V.19 – Densité de l'altitude du trafic aérien dans les couches de pression AIRS. Gauche : dans le couloir nord-atlantique. Droite : au-dessus des Etats-Unis. Dans les titres sont mentionnées les parts du trafic aérien total. Source : base de données AERO2k.

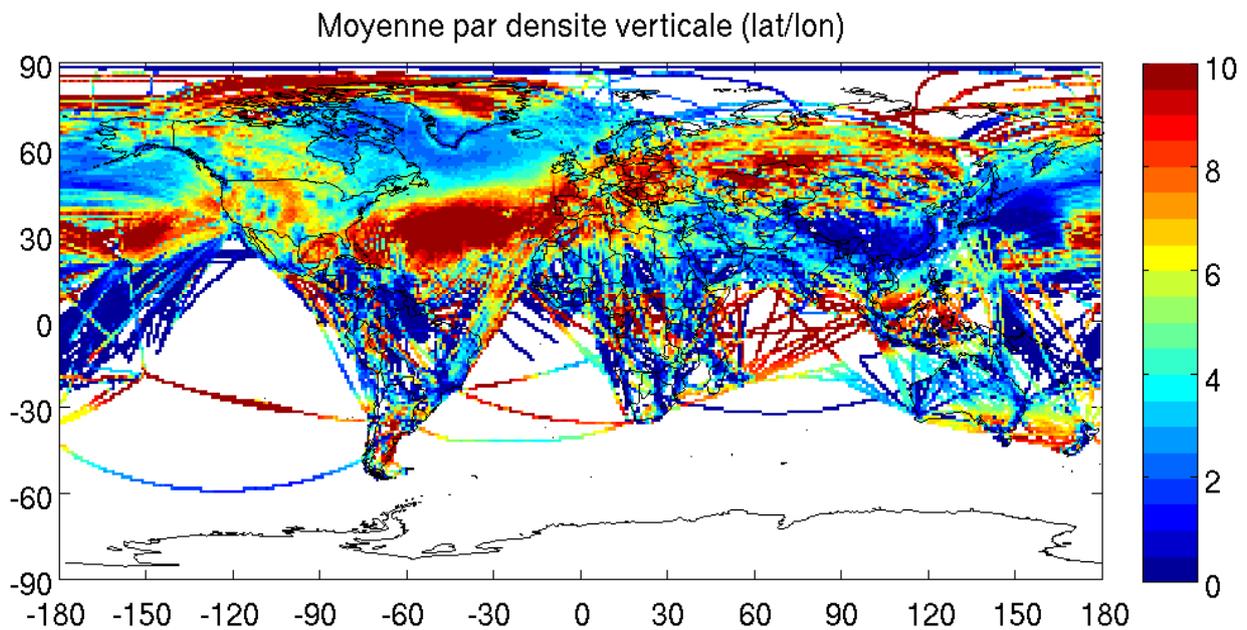


FIGURE V.20 – Fréquence d'occurrence (%) des traînées potentielles pondérée par la densité de l'altitude du trafic aérien variable en latitude/longitude. A partir des données AIRS entre 2003 et 2008.

AERO2k donne un profil plus élargi autour du maximum à 10-11 km (environ 200-250 hPa) alors que QUANTIFY montre deux fois plus d'avions à cette altitude. Cela peut s'expliquer par le fait que QUANTIFY détermine des trajectoires idéalisées à partir d'une base de données des horaires des vols. Par contre, AERO2k se base sur des mesures radar des vols réels sur l'Europe, l'Atlantique Nord et une partie des Etats-Unis, ce qui la rend plus représentative.

Cependant, AERO2k est connu pour sous-estimer l'altitude des avions au-dessus du pacifique (Ulrike Burkhardt, communication personnelle). Il est donc possible que la fréquence d'occurrence des traînées potentielles intégrée soit de même un peu sous-estimée dans cette région car les avions volent rarement au-dessus de 200 hPa et la fréquence d'occurrence F_p maximale est celle de la couche 200-250 hPa.

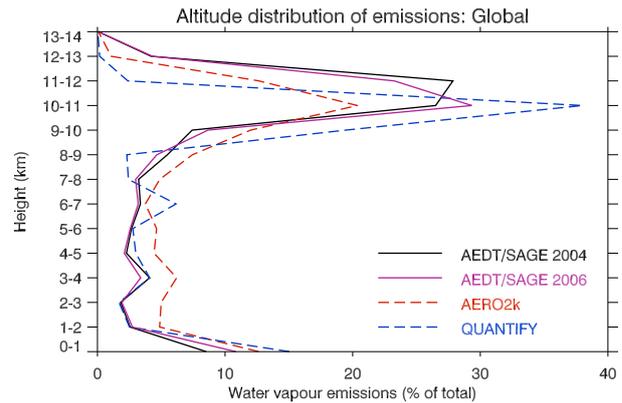


FIGURE V.21 – *Densité verticale du trafic aérien (ici proportionnel à l'émission de vapeur d'eau) pour les inventaires du trafic aérien AERO2k, AEDT/SAGE (2002 et 2004) et QUANTIFY. Source : Laura Wilcox, University of Reading, communication personnelle.*

Variabilité avec l'altitude des avions

Plusieurs études ont porté l'attention sur la possibilité de mitiger l'impact des traînées de condensation sur le climat en changeant l'altitude de croisière des avions (Sausen et al., 1998; Fichter et al., 2005; Rädcl and Shine, 2008). Par contre, les altitudes de croisière optimisent la consommation en kérosène et un changement de ces altitudes provoque un surcroît de rejet de CO_2 . Un compromis apparaît alors entre l'accumulation, pour de nombreuses années, de ce gaz à effet de serre dans l'atmosphère et la formation de traînées de condensation qui exercent un impact radiatif positif pendant seulement quelques heures (Williams et al., 2002).

L'effet de la modification des altitudes de croisière sur la fréquence d'occurrence des traînées potentielles dépend de la localisation géographique. La Fig.V.22 montre, en accord qualitatif avec les études précitées, les différences entre les fréquences obtenues avec des altitudes de croisière plus hautes (resp. plus basses) de 1 km et les fréquences de la Fig.V.20.

Les différentes densités verticales sont obtenues en ajoutant (resp. en soustrayant) 1 km aux densités initiales fournies par la base de données AERO2k sur une échelle verticale plus fine.

Dans les Figs.V.16 et V.17 les fréquences d'occurrence des traînées potentielles sont plus élevées dans les tropiques **au-dessus** de 200 hPa et dans les zones polaires **en-dessous** de 250 hPa. Il est donc évident de retrouver une augmentation de l'occurrence des traînées potentielles dans les tropiques en augmentant l'altitude moyenne des avions et dans les zones polaires en la diminuant.

Variabilités diurne et saisonnière

Jusqu'ici nous n'avons montré ces résultats qu'en considérant toutes les observations AIRS entre 2003 à 2008, pour le jour et la nuit et pour toutes les saisons confondues.

La Fig.V.23 montre alors les différences obtenues d'une part entre l'été et l'hiver (haut) et entre le jour et la nuit (bas) à toutes saisons confondues.

Les différences saisonnières sont les plus élevées avec une amplitude maximale de 10 % au-dessus de l'arctique en hiver, au-dessus des tropiques et au large de la Floride avec des

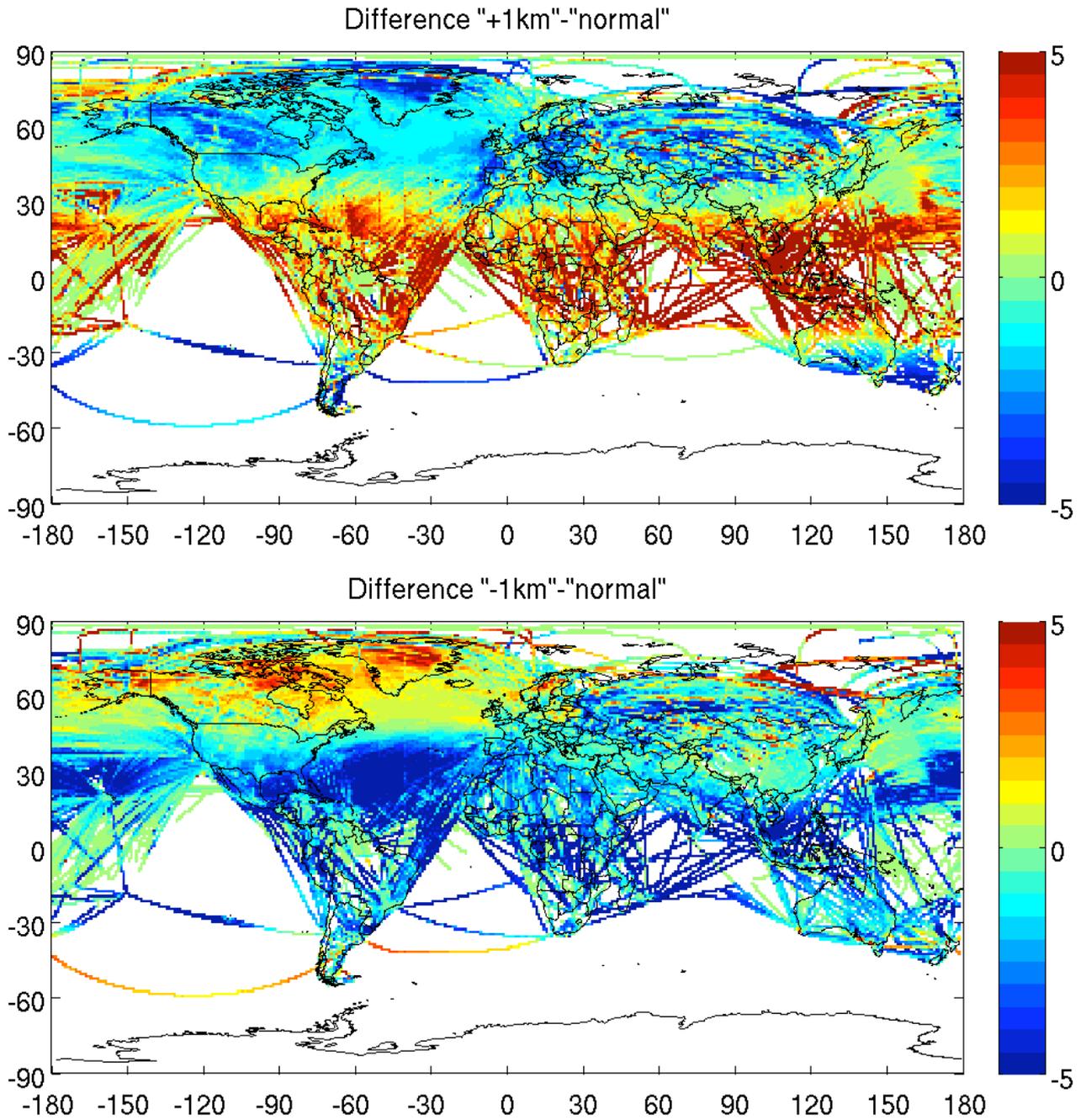


FIGURE V.22 – Différence entre les fréquences d'occurrence (%) des traînées potentielles intégrées avec des altitudes de croisière plus grande (resp. plus petite) de 1 km et les fréquences de la Fig.V.20. Haut : différence "+1 km" - "normal". Bas : différence "-1 km" - "normal". A partir des données AIRS entre 2003 et 2008.

occurrences plus élevées en été.

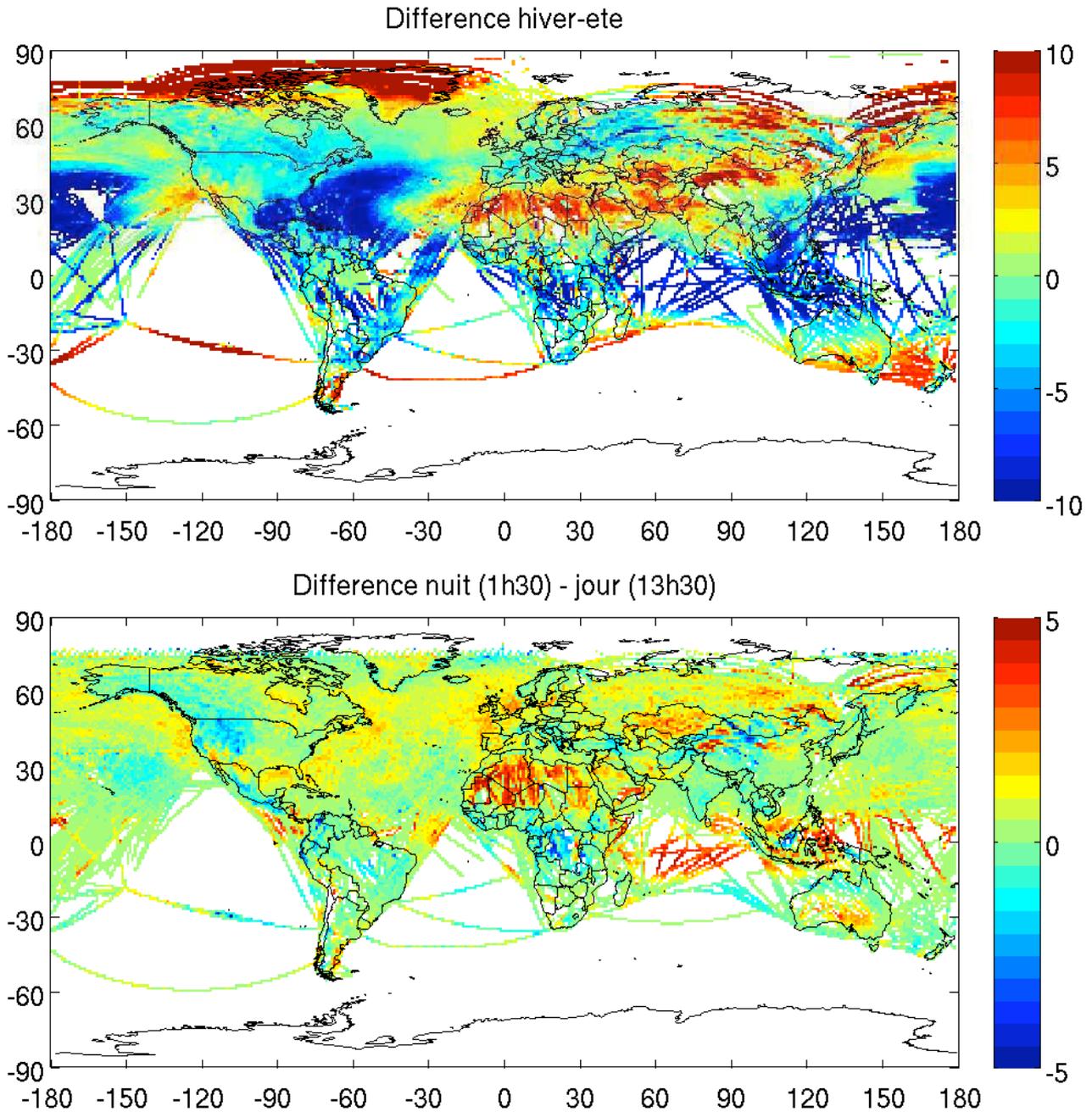


FIGURE V.23 – Fréquence d'occurrence (%) des traînées potentielles à l'aide de la densité verticale du trafic aérien variable en latitude/longitude. Différence hiver boréal - été boréal (haut) et différence nuit - jour (bas). A partir des données AIRS entre 2003 et 2008.

Dans les tropiques, cela est lié à la différence en couverture nuageuse. En effet, cette dernière est plus élevée pendant l'hiver boréal autour de l'équateur (Stubenrauch et al., 2006), ce qui contribue à un déficit de situations nuageuses assez claires au sein desquelles les traînées potentielles ont le plus d'impact radiatif.

Nous observons des fréquences de traînées potentielles plus élevées en hiver boréal et la nuit dans la région sous-tropicale (30° N) qui part du Sahara et s'étend plus à l'est jusque la Mongolie. La différence saisonnière est en lien avec l'occurrence de la sursaturation plus élevée en hiver (annexe Fig.VI.6). Les différences jour/nuit sont liées au cycle diurne de la convection

profonde, les différences observées sont en effet inverses entre les coeurs convectifs et les régions qui les entourent.

Sur l'Atlantique et la Sibérie, le risque de formation et de persistance des traînées est légèrement plus élevé la nuit, ce qui contribue davantage à leur impact radiatif (Stuber and Forster, 2007).

4.3 Distances parcourues donnant lieu à des traînées de condensation

Nous utilisons maintenant le nombre de kilomètres parcourus dans chaque couche de pression AIRS et dans chaque région de $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$ par le trafic aérien. Ces distances parcourues sont fournies pour chaque coordonnées "(ilat, ilon)", pour chaque mois "imth" de l'année 2002 et pour chaque couche de pression AIRS p entre 150 et 500 hPa. Nous les notons alors $D_p(\text{ilat}, \text{ilon}, \text{imth})$.

Dans une région de $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$ aux coordonnées (ilat, ilon) le nombre total de kilomètres parcourus dans la haute troposphère pendant une année est noté $T(\text{ilat}, \text{ilon})$. Nous le normalisons par l'aire $A(\text{ilat})$ de la région de $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$ de sorte que $T(\text{ilat}, \text{ilon})$ soit donné par unité de surface :

$$T(\text{ilat}, \text{ilon}) = \frac{1}{A(\text{ilat})} \sum_p \sum_{\text{imth}} D_p(\text{ilat}, \text{ilon}, \text{imth}) \text{ km.km}^{-2} \quad (4.3)$$

Dans la Fig.I.42 une carte en était montrée en normalisant ce trafic avec la distance T_{max} parcourue dans la région de $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$ dans laquelle le trafic est le plus dense, c'est-à-dire que nous montrions

$$\frac{100}{T_{\text{max}}} \times T(\text{ilat}, \text{ilon}). \quad (4.4)$$

Une échelle logarithmique était nécessaire pour décrire les grandes différences entre les zones de faible et de fort trafic.

De même, les fréquences d'occurrences F_p des traînées potentielles peuvent être déterminées pour chaque région de $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$ et pour chaque mois imth : $F_p(\text{ilat}, \text{ilon}, \text{imth})$. Comme ces fréquences représentent la probabilité de former des traînées de condensation, la somme

$$C(\text{ilat}, \text{ilon}) = \frac{1}{A(\text{ilat})} \sum_p \sum_{\text{imth}} D_p(\text{ilat}, \text{ilon}, \text{imth}) \times F_p(\text{ilat}, \text{ilon}, \text{imth}) \text{ km.km}^{-2} \quad (4.5)$$

représente la distance totale parcourue, par unité de surface, en une année dans la région de $1^\circ \text{ lat} \times 1^\circ \text{ lon}$ située aux coordonnées (ilat, ilon) donnant lieu à des traînées de condensation persistantes et ayant un impact sur le climat. D'après Gierens (1998) cette distance est une mesure pour la couverture nuageuse induite par les traînées de condensation.

Les distances D_p ne sont obtenues que pour l'année 2002 mais les fréquences F_p sont déterminées à partir de la climatologie AIRS entre 2003 et 2008. Nous ne prenons donc pas en compte l'évolution des distances $C(\text{ilat}, \text{ilon})$ en fonction du temps. Néanmoins, cette évolution est faible par rapport aux variations géographiques du trafic aérien qui, elles, nous intéressent plus.

La Fig.V.24 montre alors, en haut, les distances parcourues, par unité de surface, par les avions dans la haute troposphère (c'est-à-dire l'eq.4.4) et, en bas, les distances parcourues, par

unité de surface, donnant lieu à des traînées de condensation $C(\text{ilat}, \text{ilon})$, normalisées par le maximum C_{\max} de $C(\text{ilat}, \text{ilon})$ sur le globe, c'est-à-dire

$$\frac{100}{C_{\max}} \times C(\text{ilat}, \text{ilon}). \quad (4.6)$$

La très grande densité du trafic aérien entre les Etats-Unis, l'Europe et l'Asie (facteur 100 en comparaison des autres régions du monde) justifie que ces régions aient été les plus étudiées (par exemple Bakan et al., 1994; Meyer et al., 2007; Carleton et al., 2008). Le faible potentiel de formation des traînées dans l'est asiatique (Fig.V.20) diminue l'impact d'un trafic élevé dans ces régions comparé aux zones Etats-Unis/Europe.

Une différence remarquable est observée dans le couloir aérien nord-atlantique : celui-ci montre deux branches (nord et sud) de densité comparable des traînées de condensation (Fig.V.24, bas) malgré une grande différence dans la densité du trafic aérien entre ces deux branches (Fig.V.24, haut). Ceci est une conséquence de la grande différence entre les fréquences d'occurrence des traînées potentielles de la Fig.V.20 dans l'Atlantique nord. Cette différence est surtout induite par la sélection des situations nuageuses les plus claires (conditions \mathcal{N} et \mathcal{Q} combinées) mais également par l'occurrence élevée de sursaturation (Fig.V.18, haut) à l'altitude de croisière des avions. Elle est légèrement différente entre l'hiver et l'été (Fig.V.25).

Le facteur 10 qui existe entre les densités du trafic aérien de la branche nord et le plus faible trafic aérien de la branche sud est compensé par un facteur 10 entre les occurrences des traînées potentielles. Cet effet n'apparaît pas aussi fortement dans la plupart des études sur le forçage radiatif des traînées de condensation (par exemple Sausen et al., 1998; Stuber and Forster, 2007; Rädcl and Shine, 2008; Burkhardt and Kärcher, 2009). Dans notre étude la séparation entre les deux branches est surtout induite par la sélection des situations nuageuses les plus claires (condition $\mathcal{N} = 1$) pour l'impact des traînées. Le seuil d'émissivité effective qui sépare ces situations a été choisi comme 0.5. La séparation entre l'impact radiatif des traînées de condensation et celui de l'environnement nuageux dans lequel elles se forment est particulièrement difficile. Minnis et al. (2003) montrent par exemple que 85 % des traînées au-dessus des Etats-Unis sont associées à des cirrus proches. Il est également très difficile d'estimer la part de forçage radiatif des traînées de condensation indépendamment du forçage que la situation météorologique aurait exercé si aucun avion n'avait survolé la zone (Haywood et al., 2009).

Pour déterminer la couverture nuageuse induite par les traînées de condensation certains auteurs (Sausen et al., 1998; Stuber and Forster, 2007; Rädcl and Shine, 2008) normalisent le nombre de kilomètres parcourus donnant lieu à des traînées avec la couverture nuageuse des traînées au-dessus de l'Europe établie par Bakan et al. (1994) à l'aide des instruments spatiaux AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) de la NOAA. Ces études utilisent un facteur de correction pour tenir compte de l'évolution du trafic aérien entre le début des années 1990 et les années étudiées. Cependant, si le trafic aérien a évolué quantitativement sur l'ensemble de la zone concernée il a également été développé vers d'autres voies aériennes (par exemple vers l'Europe de l'Est). Nous pensons qu'il est donc préférable de modéliser la couverture induite par les traînées en tenant compte du nombre de kilomètres parcourus par le trafic aérien pour chaque observation AIRS. La couverture peut être obtenue en faisant l'hypothèse d'une largeur moyenne des traînées et de leur durée de vie. Il pourrait alors être intéressant de comparer cette modélisation aux observations réelles qui mesurent à la fois la contribution nuageuse naturelle et à la fois la contribution anthropique induite par le trafic aérien.

Le temps nous empêche de continuer ces investigations mais tout ou partie de ce travail devrait faire l'objet de publications ou de perspectives.

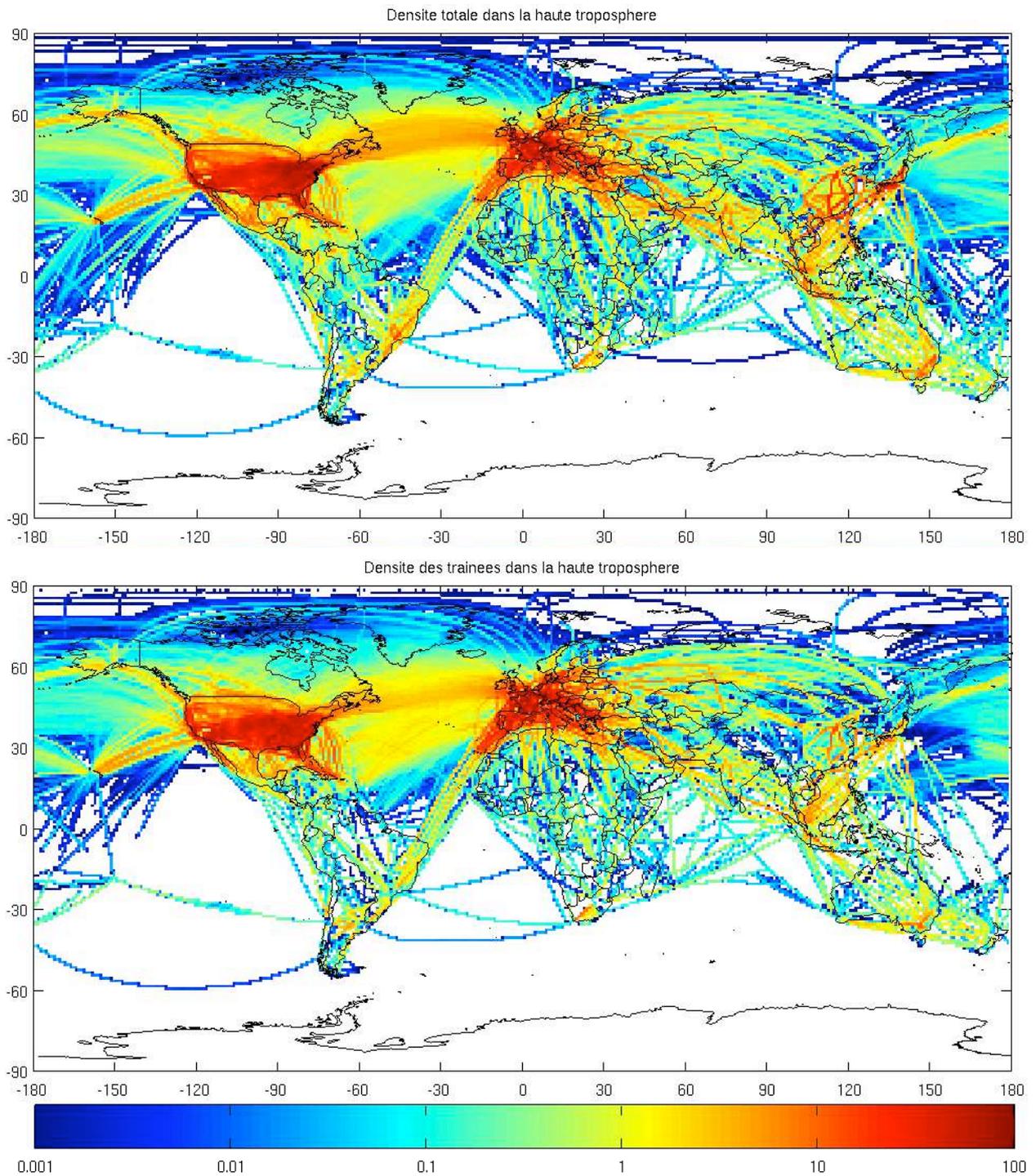


FIGURE V.24 – Densité normalisée du trafic aérien dans la haute troposphère (haut) et densité normalisée du trafic donnant lieu à des traînées de condensation (bas).

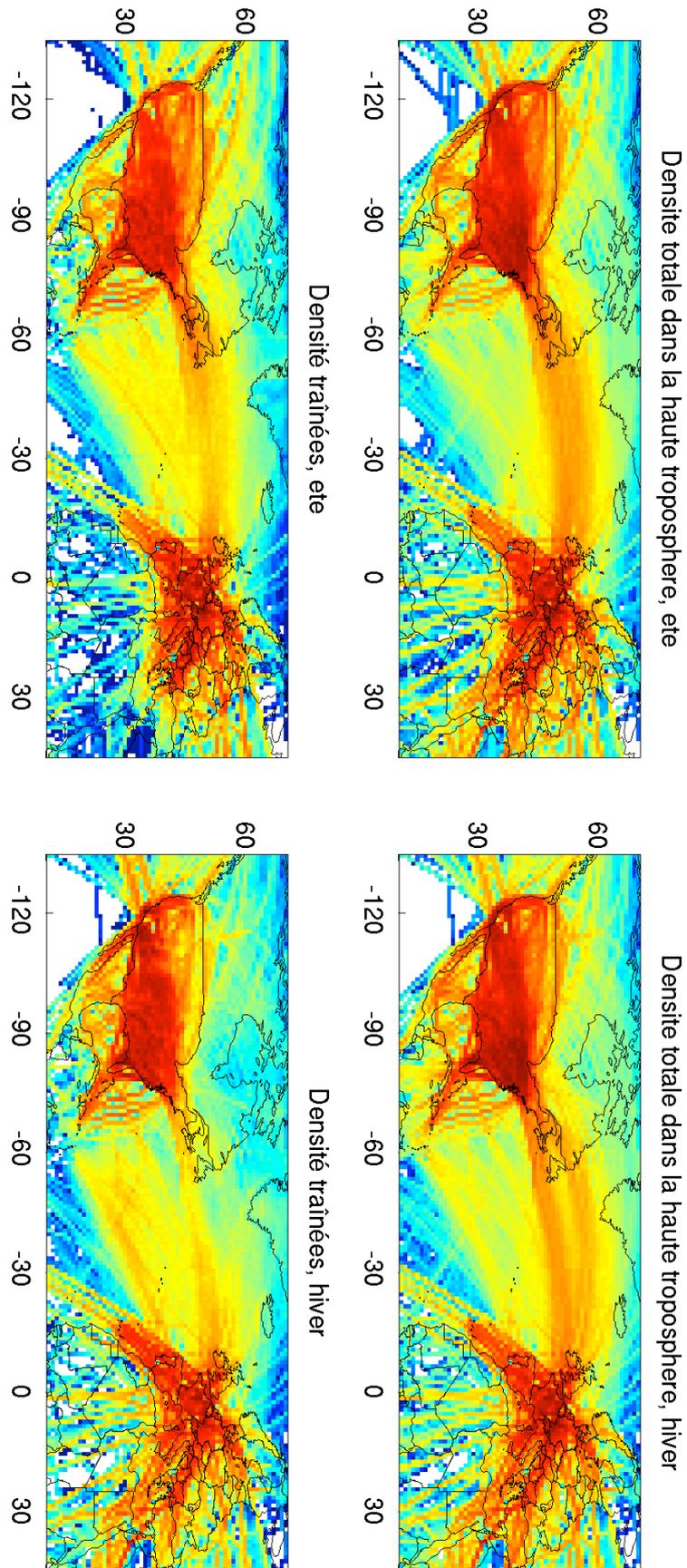


FIGURE V.25 – Densité normalisée du trafic aérien dans la haute troposphère (haut) et densité normalisée du trafic donnant lieu à des traînées de condensation (bas). Zone de trafic Etats-Unis/Europe, été boréal (gauche) et hiver boréal (droite).

Synthèse et conclusion

L'étude des cirrus et de leurs relations avec l'humidité de la haute troposphère nécessite de prendre en compte des phénomènes intervenant à des échelles locales et globales. A l'échelle locale, la microphysique détermine la nucléation des cristaux de glace à partir du degré de sursaturation qui dépend, entre autres, de la température. A l'échelle globale, les déplacements des masses d'air, la convection profonde, et des ondes de gravité provoquent l'apparition des cirrus sur des étendues allant de la dizaine de kilomètres au millier de kilomètres.

Depuis l'espace, les sondeurs infrarouges permettent la détermination conjointe des profils atmosphériques de l'humidité et de la température ainsi que des propriétés physiques et microphysiques des cirrus à partir d'une épaisseur optique d'environ 0.1. La résolution horizontale de ces instruments est bien adaptée à l'extension horizontale des cirrus comparé aux autres types de nuages. Par contre, la résolution verticale est moins apte à décrire la structure des profils d'humidité relative. Ceci induit une difficulté à évaluer les liens que les cirrus entretiennent avec la sursaturation en glace. Ces limites discriminent souvent les sondeurs infrarouges dans la communauté des modélisateurs. Un effort particulier de ce travail de thèse a alors consisté à mieux évaluer et à surmonter ces difficultés pour l'étude de la haute troposphère.

La sursaturation en glace est particulièrement importante pour l'évaluation de l'impact du trafic aérien sur le climat par la formation de traînées de condensation. Ces traînées persistent et forment une couverture additionnelle en cirrus uniquement lorsque l'air est sursaturé et suffisamment froid. Elles induisent un forçage radiatif positif qu'il est difficile de quantifier à l'échelle globale. Notre but était de permettre une évaluation du risque de formation et d'impact sur le climat des traînées de condensation à l'aide des sondeurs infrarouges. Pour y arriver nous avons parcouru un long chemin en analysant des données issus des sondeurs TOVS puis AIRS et en exploitant les synergies possibles avec d'autres moyens d'observation.

Une première étude avec la climatologie TOVS-Path B montre que les distributions d'humidité relative associées à des situations météorologiques de cirrus sont plus sèches que celles obtenues in situ (campagnes aéroportées et radiosondages) à l'intérieur des cirrus. Les pics de ces distributions se situent en effet autour de 60 % d'humidité relative alors que les mesures in situ prouvent qu'ils doivent être autour de 100 %. Cette observation met en évidence la limite induite par une résolution verticale beaucoup plus large que l'extension verticale des cirrus. Pour quand même déterminer les fréquences d'occurrence de la sursaturation en glace, nous avons adopté un seuil empirique d'humidité relative inférieur à 100 % à partir duquel considérer que de la sursaturation est présente localement dans les profils d'humidité relative.

Ceci nous permet d'établir un lien entre les occurrences de la sursaturation en glace et l'occurrence de cirrus subvisibles dont une climatologie est produite à partir d'observations de l'instrument SAGE. Les corrélations obtenues complètent une étude de Gierens et al. (2000) réalisée principalement dans les moyennes latitudes nord.

Enfin, la synergie spatio-temporelle de profils d'humidité TOVS et d'observations de cirrus subvisibles SAGE permet d'obtenir des distributions d'humidité relative lorsque la situation météorologique contient ces nuages.

Nous avons montré que les distributions d'humidité relative deviennent plus humides lorsque l'on passe des cirrus subvisibles aux cirrus optiquement plus épais. Ces observations suggèrent des liens entre l'humidité relative déterminée par les sondeurs infrarouges et les épaisseurs géométrique et optique des cirrus. L'arrivée du sondeur de dernière génération AIRS et sa synergie avec le lidar CALIOP nous ont permis d'aller plus loin dans ces investigations.

Grâce à une meilleure résolution spectrale AIRS possède une meilleure résolution verticale que TOVS, et nous avons présenté l'amélioration apportée dans les climatologies de l'humidité relative et dans les distributions d'humidité relative associées à différentes situations nuageuses.

Néanmoins, les pics de ces distributions pour les cirrus restent en-dessous de 100 %. La synergie des humidités relatives AIRS avec la description des profils verticaux des cirrus par le lidar CALIOP nous a alors permis de corrélérer l'épaisseur géométrique des cirrus avec l'humidité relative AIRS. Une humidité relative moyenne de 100 % n'est mesurée que lorsque les cirrus ont une épaisseur géométrique bien plus grande que les couches de pression sur lesquelles les humidités relatives sont déterminées. Cela démontre que la résolution verticale de AIRS est plutôt de l'ordre de 4 km.

A l'aide d'épaisseurs optiques déterminées avec CALIOP nous avons mis en évidence que celles-ci ont peu d'impact sur la relation entre l'humidité relative telle qu'elle est déterminée avec AIRS et l'épaisseur géométrique des cirrus. Nous concluons donc sur la plus grande importance de cette dernière relation et sur l'impact de la résolution verticale de AIRS sur la détection de la sursaturation en glace dans la haute troposphère.

Dans un travail de collaboration avec le DLR la connaissance acquise sur les données AIRS et CALIOP nous a aidé à évaluer l'humidité dans la haute troposphère issue du modèle de prévision du ECMWF. Ce modèle est un des rares modèles à paramétrer la sursaturation en glace. Nous l'avons comparé indépendamment avec les humidités relatives AIRS et avec les nuages détectés par CALIOP.

La comparaison des humidités relatives ECMWF et AIRS montrent un accord satisfaisant si l'on prend en compte l'incidence de la résolution verticale de AIRS sur l'humidité relative déterminée à partir de cet instrument. Les particularités propres aux cirrus coïncident alors dans la comparaison entre le modèle de prévision du ECMWF et les observations AIRS. Ceci montre que la nucléation des cirrus est bien prévue dans le modèle. Cependant la précision de cette comparaison n'est pas suffisante pour aider l'évaluation des processus paramétrés (nucléation homogène des nuages de glace).

La comparaison avec les nuages détectés par CALIOP est plus convaincante. L'humidité relative du modèle de prévision du ECMWF correspond bien à l'observation des nuages hauts en terme de statistiques de l'occurrence et de l'épaisseur de ces nuages. Les distributions de la distance entre les nuages et l'altitude du maximum d'humidité relative du modèle montrent que le modèle détermine correctement l'altitude à laquelle les nuages hauts se forment. Enfin, la distribution d'humidité relative du modèle en présence de nuages détectés par CALIOP est très similaire aux distributions in situ à l'intérieur des cirrus.

Dans la dernière partie nous avons proposé une méthode pour mieux évaluer l'occurrence de la sursaturation lorsque la résolution verticale des profils d'humidité relative n'est pas assez bonne pour la détecter correctement. Cette méthode repose sur la détermination d'une probabilité d'occurrence de sursaturation pour chaque valeur d'humidité relative déterminée dans une couche d'atmosphère. Son principe a été présenté à l'aide d'une collection de radiosondages.

A l'aide de colocalisations d'observations AIRS et de mesures aéroportées de la campagne MOZAIC nous avons pu déterminer une fonction de probabilité d'occurrence de la sursaturation en fonction de l'humidité relative AIRS. Elle a permis de mettre en évidence une grande probabilité d'occurrence de la sursaturation dans les profils AIRS même si l'humidité relative est très inférieure à 100 %. A notre connaissance il n'existe pas d'autres climatologies de la

sursaturation en glace obtenues directement par des observations et pour toute la haute troposphère.

Le couplage avec les propriétés nuageuses AIRS-LMD et avec le critère de Schmidt-Appleman pour la formation des traînées de condensation nous a enfin permis d'évaluer le risque de formation des traînées persistantes et ayant un impact sur le climat.

Pour cela la base de données AERO2k du trafic aérien a été utilisée pour l'intégration verticale des fréquences d'occurrence du risque potentiel de formation des traînées d'avion déterminées sur les 6 couches de pression AIRS dans la haute troposphère. Une intégration par un profil moyen de l'altitude des avions montre le risque potentiel de former des traînées persistantes à l'échelle du globe. Une intégration par un profil de l'altitude des avions dépendant de la localisation géographique montre de manière plus exacte ce risque en révélant notamment que ce dernier a été sous-estimé par l'utilisation du profil moyen.

Une intégration horizontale et verticale du risque potentiel a permis finalement la détermination du nombre de kilomètres parcourus par le trafic aérien donnant lieu à des traînées de condensation qui impactent le climat.

Cette thèse montre le grand intérêt du sondage infrarouge pour l'étude de la haute troposphère. De nombreuses perspectives sont offertes pour la continuité de ce travail.

Dans l'étude de relations entre les cirrus et l'humidité relative déterminée par AIRS nous pouvons ajouter la synergie avec le radar Cloudsat et la détermination des propriétés microphysiques des cirrus (thèse de Anthony Guignard). Nous espérons également obtenir des résultats du sondeur IASI, lancé en 2006 à bord du satellite METOP-A. Cet instrument européen (CNES/EUMETSAT) a des caractéristiques proches du sondeur AIRS mais possède une bien meilleure résolution verticale avec 8461 canaux. Il peut donc distinguer des cirrus un peu plus fins et déterminer des profils d'humidité relative mieux résolus. Près de la tropopause tropicale nous aimerions, entre autres, être plus certain de la qualité des résultats présentés dans cette thèse.

Une grande partie de ce travail de thèse pourra facilement se transposer à IASI qui permettra le suivi des observations de cirrus et de profils atmosphériques sur au moins une dizaine d'années.

Bibliographie

- Achard, V., 1991 : Trois problèmes clés de l'analyse 3D de la structure thermodynamique de l'atmosphère par satellite. Thèse de doctorat, Université Paris 7, 168 pp.
- Appleman, H., 1953 : The formation of exhaust condensation trails by jet aircrafts, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, *34*, 14–20.
- Back Information Services, Aviation Link, 2002 : OAG user's guide for software version 2.3, A division of Back Associates, Inc.
- Bakan, S., M. Betancor, V. Gayler, and H. Grassl, 1994 : Contrail frequency over Europe from NOAA-satellite images, *Ann. Geophys.*, *12*, 962–968.
- Belhaj, J., 2007 : Etude de la variabilité des systèmes convectifs de mousson à l'échelle globale : relation entre extension des enclumes et propriétés du noyau convectif, *Ecole Nationale de la Météorologie, projet de fin d'études*, 71 pp.
- Bethan, S., G.Vaughan, and S.J. Reid, 1996 : A comparison of ozone and thermal tropopause heights and the impact of tropopause definition on quantifying the ozone content of the troposphere, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *122*, 929–944.
- Brewer, A.W., 1949 : Evidence for a world circulation provided by measurements of helium and water vapor distribution in the stratosphere, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *75*, 351–363.
- Burkhardt, U., B. Kärcher, M. Ponater, K. Gierens, and A. Gettelman, 2008 : Contrail cirrus supporting areas, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L16808, doi :10.1029/2008GL034056.
- Burkhardt, U., and B. Kärcher, 2009 : Process-based simulation of contrail cirrus in a global climate model, *J. Geophys. Res.*, *114*, D16201, doi :10.1029/2008JD011491.
- Busen, R., and U. Schumann, 1995 : Visible contrail formation from fuels with different sulfur contents, *Geophys. res. Let.*, *22*, 1357–1360.
- Carleton, A.M., D.J. Travis, K. Master, and S. Vezhapparambu, 2008 : Composite atmospheric environments of jet contrail outbreaks for the United States, *J. Appl. Meteorol. Clim.*, *47*, 641–667.
- Chaboureau, J.P., A. Chédin, and N.A. Scott, 1998 : Remote sensing of vertical distribution of atmospheric water vapor from TOVS observations. Method and validation, *J. Geophys. Res.*, *103*, 8743–8752.
- Chahine, M.T., and Coauthors, 2006 : AIRS : Improving weather forecasting and providing new data on greenhouse gases, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *87*, 911–926.

- Chédin, A., N.A. Scott, C. Wahiche, and P. Moulinier, 1985 : The improved initialization inversion method : a high resolution physical method for temperature retrievals from satellites of the TIROS-N series, *J. Appl. Meteor.*, *24*, 128–143.
- Chédin A., A. Hollingsworth, N.A. Scott, S. Serrar, C. Crevoisier, and R. Armante, 2002 : Annual and seasonal variations of atmospheric CO₂, N₂O and CO concentration retrieved from NOAA/TOVS satellite observations, *Geophys. Res. Letters*, *29*, 110–114.
- Chen, W.-N., C.-W. Chiang, and J.-B. Nee, 2002 : Lidar ratio and depolarization ratio for cirrus clouds, *Appl. Opt.*, *41*, 6470–6476.
- Chepfer, H., J. Pelon, G. Brogniez, C. Flamant, V. Trouillet, and P.H. Flamant, 1999 : Impact of cirrus cloud ice crystal shape and size on multiple scattering effects : application to spaceborne and airborne backscatter lidar measurements during LITE mission and E-LITE campaign, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 2203–2206.
- 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*, L15704, doi :10.1029/2008GLGL034207.
- Cho, H.-M., S.L. Nasiri, and P. Yang, 2009 : Application of CALIOP measurements to the evaluation of cloud phase derived from MODIS infrared channels, *J. Appl. Meteor. and Clim.*, *in press*, doi :10.1175/2009JAMC2238.1.
- Comstock, J.M., and K. Sassen, 2001 : Retrieval of cirrus cloud radiative and backscattering properties using combined lidar and infrared radiometer (LIRAD) measurements, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *18*, 1658–1673.
- Comstock, J., T. P. Ackerman, D. D. Turner, 2004 : Evidence of high ice supersaturation in cirrus clouds using ARM Raman lidar measurements, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L11106, doi :10.1029/2004GL019705.
- Curry, J.A., and P.J. Webster : Thermodynamics of atmospheres and oceans, *Int. Geophys. Ser.*, *65*, London Academic Press, 471 pp.
- DeMott, P.J., A. Cziczo, D. Prenni, S. Murphy, D. Kreidenweis, R. Thomson, D. Borys, and D.C. Rogers, 2003 : Measurements of the concentration and composition of nuclei for cirrus formation, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, *100*, 14655–14660.
- Descartes, R., 1637 : Discours de la méthode *Flammarion*.
- Dessler, A.E., K. Minschwaner, E.M. Weinstock, E.J. Hints, J.G. Anderson, and J.M. Russell III, 1996 : The effects of tropical cirrus clouds on the abundance of lower stratospheric ozone, *J. Atmos. Chem.*, *23*, 209–220.
- Dickson, N.C., K. Gierens, H.L. Rogers, R.L. Jones, 2009 : Vertical spatial scales of ice supersaturation and probability of ice supersaturated layers in low resolution profiles of relative humidity, *proceedings of the TAC 2009 conference*.
- Divakarla, M.G., C.D. Barnet, M.D. Goldberg, L.M. McMillin, E. Maddy, W. Wolf, L. Zhou, X. Liu, 2006 : Validation of Atmospheric Infrared Sounder temperature and water vapour retrievals with matched radiosondes measurements and forecasts, *J. Geophys. Res.*, *111*, D09S15, doi :10.129/2005JD006116.

- Donovan, D.P., 2003 : Ice-cloud particle size parameterization based on combined lidar, radar reflectivity, and mean Doppler velocity measurements, *J. Geophys. Res.*, *108*, D18, doi :10.1029/2003JD003469.
- Escoffier C., J.J. Bates, A. Chédin, W.B. Rossow, and J. Schmetz, 2001 : Comparisons of upper tropospheric humidity retrievals from TOVS and METEOSAT, *J. Geophys. Res.*, *106*, 5227-5238.
- Ettenreich, R., 1919 : Wolkenbildung über einer Feuersbrunst und an Flugzeugabgasen, *Meteorol. Z.*, *36*, 355–356.
- Eyers, C.J., P. Norman, J. Middel, M. Plohr, K. Atkinson, R.A. Christou, 2004 : AERO2K global aviation emission inventories for 2002 and 2025. QinetiQ Ltd. Retrieved from http://www.aero-net.org/pdf-docs/AERO2K_Global_Aviation_Emissions_Inventories_for_2002_and_2025.pdf.
- Fichter, C., S. Marquart, R. Sausen, and D.S. Lee, 2005 : The impact of cruise altitude on contrails and related radiative forcing, *Meteorol. Z.*, *14*, No. 4, 535–572.
- Fueglistaler, S., A.E. Dessler, T.J. Dunkerton, I. Folkins, Q. Fu, and P.W. Mote, 2009 : Tropical tropopause layer, *Rev. Geophys.*, *47*, RG1004, doi :10.1029/2008RG000267.
- Gottelman, A., E. M. Weinstock, E. J. Fetzer, et al., 2004 : Validation of Aqua satellite data in the upper troposphere and lower stratosphere with in situ aircraft instruments, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L22107, doi :10.1029/2004GL020730.
- Gottelman, A., E.J. Fetzer, A. Eldering, and F.W. Irion, 2006 : The global distribution of supersaturation in the upper troposphere from the Atmospheric Infrared Sounder, *J. Climate*, *19*, 6089-6103.
- Gottelman, A., W.D. Collins, E.J. Fetzer, A. Eldering, F.W. Irion, P.B. Duffy, and G. Bala, 2006 : Climatology of upper-tropospheric relative humidity from the Atmospheric Infrared Sounder and implications for climate, *J. Climate*, *19*, 6104-6121.
- Gierens, K., 1998 : How the sky gets covered with contrails, *Meteorol., Z.*, *7*, 181–187.
- Gierens, K., U. Schumann, M. Helten, H.G.J. Smit, and A. Marengo, 1999 : A distribution law for relative humidity in the upper troposphere and lower stratosphere derived from three years of MOZAIC measurements, *Ann. Geophys.* *17*, 1218–1226.
- Gierens, K., U. Schumann, M. Helten, H. Smit, and P.-H. Wang, 2000 : Ice-supersaturated regions and subvisible cirrus in the northern midlatitudes upper troposphere, *J. Geophys. res.*, *105*, D18, 22743–22753.
- Gierens, K., 2003 : On the transition between heterogeneous and homogeneous freezing, *Atmos. Chem. Phys.*, *3*, 437–446.
- Gierens, K., R. Kohlhepp, P. Spichtinger, M. Schroedter–Homscheidt, 2004 : Ice supersaturation as seen from TOVS, *Atmos. Chem. Phys.*, *4*, 539–547.
- Gierens, K., 2007 : Are fuel additives a viable contrail mitigation option?, *Atmos. Environ.*, *41*, 21, 4548–4552.

- Goldberg, M.D., and L.M. McMillin, 1997 : Methodology for deriving deep-layer mean temperatures from combined satellite infrared and microwave observations, *J. Climate*, *12*, 5–20.
- Goldfarb, L., P. Keckhut, M.-L. Chanin, and A. Hauchecorne, 2001 : Cirrus climatological results from lidar measurements at OHP (44°N, 6°E), *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 1687–1690.
- Haag, W., B. Kärcher, J. Ström, A. Minikin, U. Lohmann, J. Ovarlez, and A. Stohl, 2003 : Freezing thresholds and cirrus cloud formation mechanisms inferred from in situ measurements of relative humidity, *Atmos. Chem. Phys.*, *3*, 1791–1806.
- Hagen, K., 1982 : Fluggasturbinen und ihre Leistungen, *Braun, Karlsruhe*, 366.
- Haywood, J.M., R.P. Allan, J. Bornemann, P. Forster, P.N. Francis, S. Milton, G. Rädcl, A. Rap, K.P. Shine, and R. Thorpe, 2009 : A case study of the radiative forcing of persistent contrails evolving into contrail-induced cirrus, *in press*.
- Heymsfield, A.J., and C.M.R. Platt, 1983 : A parameterization of particle size spectrum of ice clouds in terms of the ambient temperature and the ice water content, *J. Atmos. Sci.*, *41*, 846–855.
- Heymsfield, A.J., and L. Miloshevich, 1993 : Homogeneous ice nucleation and supercooled liquid water in orographic wave clouds, *J. Atm. Sci.*, *50*, 2335–2353.
- Heymsfield, A.J., L.M. Miloshevich, C. Twohy, G. Sachse, S. Oltmans, 1998 : Upper-tropospheric relative humidity observations and implications for cirrus ice nucleation, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 1343–1346.
- Heymsfield, A.J., and J. Iaquinta, 2000 : Cirrus crystal terminal velocities, *J. Atmos. Sci.*, *57*, 916–938.
- Hoinka, K.P., 1998 : Statistics of the global tropopause pressure, *Mon. Wea. Rev.*, *126*, 3303–3325.
- Holz, R., 2001 : Contribution à l'élaboration d'une climatologie globale des cirrus : Etude de l'impact de la variabilité des propriétés optiques infrarouges des cristaux de glace sur la restitution du diamètre effectif à partir d'observations spatiales. Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique, mars 2001.
- Howard, L., 1803 : On the modification of clouds, and on the principles of their production, suspension and destruction, *Philosophical Magazine*, J. Taylor, London.
- Immler, F., K. Krüger, S. Tegtmeier, M. Fujiwara, P. Fortuin, G. Verver, and O. Schrems, 2007 : Cirrus clouds, humidity, and dehydration in the tropical tropopause layer observed at Paramaribo, Suriname (5.8°N, 55.2°W), *J. Geophys. Res.*, *112*, D03209, doi :10.1029/2006JD007440.
- Immler, F., K. Krüger, M. Fujiwara, G. Verver, M. Rex, and O. Schrems, 2008 : Correlation between equatorial Kelvin waves and the occurrence of extremely thin ice clouds at the tropical tropopause, *Atmos. Chem. Phys.*, *8*, 4019–4026.
- Immler, F., R. Treffeisen, D. Engelbart, K. Krüger, and O. Schrems, 2008 : Cirrus, contrails, and ice supersaturated regions in high pressure systems at northern midlatitudes, *Atmos. Chem. Phys.*, *8*, 1689–1699.

- Jackson, D.L., and J.J. Bates, 2001 : Upper tropospheric humidity algorithm assessment, *J. Geophys. Res.*, *106*, 32259–32270.
- Jacquinet-Husson, N., et al., 2005 : The 2003 edition of the GEISA/IASI spectroscopic database, *J. Quant. Spect. Rad. Transfer*, *95*, 429–467.
- Jacquinet-Husson, N., N.A. Scott, A. Chédin, L. Crépeau, R. Armante, V. Capelle, and 47 co-authors, 2008 : The GEISA spectroscopic database : Current and future archive for Earth and planetary atmosphere studies, *J. Quant. Spect. Rad. Transfer*, *109*, 1043–1059.
- Janisková, M., J.-F. Mahfouf, J.-J. Morcrette, and F. Chevallier, 2002 : Linearized radiation and cloud schemes in the ECMWF model : Development and evaluation, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *128*, 1505–1527.
- Jensen, E.J., O.B. Toon, L. Pfister, and H.B. Selkirk, 1996 : Dehydration of the upper troposphere and lower stratosphere by subvisible cirrus clouds near the tropopause, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 825–828.
- Jensen, E.J., D. Starr, and O.B. Toon, 2004 : Mission investigates tropical cirrus clouds, *EOS*, *85*, 45–50.
- Jensen, E.J., J.B. Smith, L. Pfister, J.V. Pittman, E.M. Weinstock, D.S. Sayres, R.L. Herman, R.F. Troy, K. Rosenlof, T.L. Thompson, A.M. Fridlind, P.K. Hudson, D.J. Cziczo, A.J. Heymsfield, C. Schmitt, and J.C. Wilson, 2005 : Ice supersaturations exceeding 100% at the cold tropical tropopause : implications for cirrus formation and dehydration, *Atmos. Chem. Phys.*, *5*, 851–862.
- Josset, D., J. Pelon, A. Protat, and C. Flamant, 2008 : New approach to determine aerosol optical depth from combined CALIPSO and CloudSat ocean surface echoes, *Geophys. Res. Lett.*, *35*, L10805, doi :10.1029/2008GL033442.
- Kahn, B. H., A. Eldering, A. J. Braverman, E. J. Fetzer, J. H. Jiang, E. Fishbein, and D. L. Wu, 2007 : Toward the characterization of upper tropospheric clouds using Atmospheric Infrared Sounder and Microwave Limb Sounder observations, *J. Geophys. Res.*, *112*, D05202, doi :10.1029/2006JD007336.
- Kahn, B. H., M. T. Chahine, G. L. Stephens, G. G. Mace, R. Marchand, Z. Wang, C. D. Barnet, A. Eldering, R. E. Holz, R. E. Kuehn, and D. G. Vane, 2008 : Cloud type comparisons of AIRS, CloudSat and CALIPSO cloud height and amount, *Atmos. Chem. Phys.*, *8*, 1231–1248.
- Kahn, B.H., C.K. Liang, A. Eldering, A. Gettelman, Q. Yue, and K. N. Liou, 2008 : Tropical thin cirrus and relative humidity observed by the Atmospheric Infrared Sounder, *Atmos. Chem. Phys.*, *8*, 1501–1518.
- Kahn, B.H., A. Gettelman, E.J. fetzer, A. Eldering, and C.K. Liang, 2009 : Cloudy and clear sky relative humidity in the upper troposphere observed by the A-train, *J. Geophys. Res.*, in press, doi :10.1029/2009JD011738.
- Kärcher, B., U. Lohmann, 2002 : A parametrization of cirrus cloud formation : Homogeneous freezing of supercooled aerosols, *J. Geophys. Res.*, *107 (D2)*, 4010, doi :10.1029/2001JD000470.

- Keckhut, P., A. hauchecorne, S. Bekki, A. Colette, C. David, and J. Jumelet, 2005 : Indications of thin cirrus clouds in the stratosphere at mid-latitudes, *Atmos. Chem. Phys.*, *5*, 3407–3414.
- Kent, G. S., D. M. Winker, M. T. Osborn, and K. M. Skeens, 1993 : A model for the separation of cloud and aerosol in SAGE II occultation data, *J. Geophys. Res.*, *98*, 20725–20735.
- King, J.C., and P.S. Anderson, 1999 : A humidity climatology for Halley, Antarctica, based on frost-point hygrometer measurements, *Antarctic Science*, *11*, 100–104.
- Koch, P., H. Wernli, and H.C. Davies, 2005 : An event-based jet-stream climatology and typology, *Int. J. Climatol.*, *26*, 283–301.
- Koop, T., B.P. Luo, A. Tsias, and T. Peter, 2000 : Water activity as the determinant for homogeneous ice nucleation in aqueous solutions, *Nature*, *406*, 611–614.
- Koop, T., 2004 : Homogeneous ice nucleation in water and aqueous solutions, *Z. Phys. Chem.*, *218*, 1231–1258.
- Korolev, A., and G.A. Isaac, 2006 : Relative humidity in liquid, mixed-phase, and ice clouds, *J. Atmos. Sci.*, *63*, 2865–2880.
- Krämer, M., C. Schiller, A. Afchine, R. Bauer, I. Gensch, A. Mangold, S. Schlicht, N. Spelten, N. Sitnikov, S. Borrmann, M. de Reus, and P. Spichtinger, 2009 : Ice supersaturations and cirrus cloud crystal numbers, *Atmos. Chem. Phys.*, *9*, 3505–3522.
- Lamquin, N., C.J. Stubenrauch, and J. Pelon, 2008 : Upper tropospheric humidity and cirrus geometrical and optical thickness : relationships inferred from one year of collocated AIRS-CALIPSO data, *J. Geophys. Res.*, *113*, D00A08, doi :10.1029/2008JD010012.
- Lamquin, N., K. Gierens, C.J. Stubenrauch, and R. Chatterjee, 2009 : Evaluation of upper tropospheric humidity forecasts from ECMWF using AIRS and CALIPSO data, *Atmos. Chem. Phys.*, *9*, 1779–1793.
- Lamquin, N., C.J. Stubenrauch, S. Cros, and H.G.J Smit, 2010 : Risk assessment of contrail formation using AIRS, MOZAIC and AERO2k databases, *Proceedings of the TAC conference*, submitted.
- Lee, S.-H., J. C. Wilson, D. Baumgardner, R. L. Herman, E. M. Weinstock, B. G. LaFleur, G. Kok, B. Anderson, P. Lawson, B. Baker, A. Strawa, J. V. Pittman, J. M. Reeves, and T. P. Bui, 2004 : New particle formation observed in the tropical/subtropical cirrus clouds, *J. Geophys. Res.*, *109*, D20209, doi :10.1029/2004JD005033.
- Lee, D.S., D.W. Fahey, P.M. Forster, P.J. Newton, R.C.N. Wit, L.L. Lim, B. Owen, and R. Sausen, 2009 : Aviation and global climate change in the 21st century, *Atm. Env.*, *43*, 3520–3537, doi : 10.1016/j.atmosenv.2009.04.024
- Leiterer, U., H. Dier, D. Nagel, T. Naebert, D. Althausen, K. Franke, A. Kats, and F. Wagner, 2005 : Correction method for RS80 A-Humicap humidity profiles and their validation by Lidar backscattering profiles in tropical cirrus clouds, *J. Atmos. Oceanic Tech.*, *22*, 18–29.
- Liao, X., W.B. Rossow, and D. Rind, 1995 : Comparison between SAGE II and ISCCP high-level clouds. 1. Global and zonal mean cloud amounts, *J. Geophys. Res.*, *100*, D1, 1121–1135.

- Liao, X., W.B. Rossow, and D. Rind, 1995 : Comparison between SAGE II and ISCCP high-level clouds. 2. Locating cloud tops, *J. Geophys. Res.*, *100*, D1, 1137–1147.
- Liou, K.-N., 1986 : The influence of cirrus on weather and climate process : A global perspective, *Mon. Wea. Rev.*, *114*, 1167–1199.
- Luo, Z., and W.B. Rossow, 2004 : Characterizing tropical cirrus life cycle, evolution, and interaction with upper-tropospheric water vapor using lagrangian trajectory analysis of satellite observations, *J. Climate*, *17*, 4541–4563.
- Luo, Z., D. Kley, R.H. Johnson, and H.G.J. Smit, 2007 : Ten years of measurements of tropical upper-tropospheric water vapor by MOZAIC. Part II : assessing the ECMWF humidity analysis, *J. Climate*, *21*, 1449–1466.
- Machado, L.A.T., and W.B. Rossow, 1993 : Structural characteristics and radiative properties of tropical cloud clusters, *Mon. Wea. Rev.*, *121*, 3234–3260.
- Maddy, E.S., and C.D. Barnet, 2008 : Vertical resolution estimates in Version 5 of AIRS operational retrievals, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, *46*, 8, 2375–2384.
- Mangold, A., R. Wagner, H. Saathoff, U. Schurath, C. Giesemann, V. Ebert, M. Krämer, O. Möhler, 2005 : Experimental investigation of ice nucleation by different types of aerosols in the aerosol chamber AIDA : implications to microphysics of cirrus clouds, *Meteor. Zeit.*, *14*, No 4, 485–497.
- Marenco, A., V. Thouret, P. Nedelec, H.G. Smit, M. Helten, D. Kley, F. Karcher, P. Simon, K. Law, J. Pyle, G. Poschmann, R. Von Wrede, C. Hume, and T. Cook, 1998 : Measurements of ozone and water vapour by in-service Airbus aircraft : the MOZAIC airborne program, an overview, *J. Geophys. Res.*, *103*, 25631–26242.
- McCormick, M. P., L.W. Thomason, C.R. Trepte, 1995 : Atmospheric effects of the Mt Pinatubo eruption, *Nature*, *373*, 399–404.
- McDonald, J.E., 1953 : Homogeneous nucleation of supercooled water drops, *J. Meteor.*, *10*, 416–433.
- Meerkötter, R., U. Schumann, D.R. Doelling, P. Minnis, T. Nakajima, and Y. Tsushima, 1999 : Radiative forcing by contrails, *Ann. Geophys.*, *17*, 1080–1094.
- Meyer, R., R. Buell, C. Leiter, H. Mannstein, S. Pechtl, T. Oki, and P. Wendling, 2007 : Contrail observations over Southern and Eastern Asia in NOAA/AVHRR data and comparisons to contrail simulations in a GCM, *Int. J. Rem. Sens.*, *28*, No 9, 2049–2069.
- Minnis, P., K.N. Liou, and Y. Takano, 1993 : Inference of cirrus clouds properties using satellite-observed visible and infrared radiances. Part I : parameterization of radiance fields, *J. Atmos. Sci.*, *50*, 1279–1304.
- Minnis, P., U. Schumann, D.R. Doelling, K.M. Gierens, and D.W. Fahey, 1999 : Global distribution of contrail radiative forcing, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 1853–1856.
- Minnis, P., J. Ayers, M. Nordeen, and S. Weaver, 2003 : Contrail frequency over the United States from surface observations, *J. Climate*, *16*, 3447–3462.

- Möhler, O., P.R. Field, P. Connolly, S. Benz, H. Saathoff, M. Schnaiter, R. Wagner, R. Cotton, M. Krämer, A. Mangold, and A.J. Heymsfield, 2006 : Efficiency of the deposition mode ice nucleation on mineral dust particles, *Atmos. Chem. Phys.*, *6*, 3007–3021.
- Montoux, N., A. Hauchecorne, J.-P. Pommereau, F. Lefèvre, G. Durry, R.L. Jones, A. Rozanov, S. Dhomse, J.P. Burrows, B. Morel, and H. Bencherif, 2007 : Evaluation of balloon and satellite water vapour measurements in the Southern tropical UTLS during the HIBISCUS campaign, *Atmos. Chem. Phys.*, *9*, 5299–5319.
- Mote, P.W., K.H. Rosenlof, J.R. Holton, R.S. Harwood, and J.W. Waters, 1996 : An atmospheric tape recorder : The imprint of tropical tropopause temperatures on stratospheric water vapor, *J. Geophys. Res.*, *101*, 3989–4006.
- Myhre, G., and F. Stordal, 2001 : On the tradeoff of the solar and thermal infrared impact of contrails, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 3119–3122.
- Nagel, D., U. Leiterer, H. Dier, A. Kats, J. Reichardt, and A. Behrendt, 2008 : High accuracy humidity measurements using the standardized frequency method with a research upper-air sounding system, *Meteorol. Z.*, *10*, 395–405.
- Nazaryan, H., M.P. McCormick, and W.P. Menzel, 2008 : Global characterization of cirrus clouds using CALIPSO data, *J. Geophys. Res.*, *113*, D16211, doi :10.1029/2007JD009481.
- Nicodemus, F.E., 1965 : Directional reflectance and emissivity of an opaque surface, *Applied Optics*, *4*, 767–773.
- Nicolas, F., L.R. Bissonnette, and P.H. Flamant, 1997 : Lidar effective multiple-scattering coefficients in cirrus clouds, *Appl. Opt.*, *36*, 3458–3468.
- NOAA/NASA Pathfinder Programme, 1993 : The TOVS data reanalysis at LMD.
- Noel, V., A. Hertzog, H. Chepfer, and D.M. Winker, 2007 : Polar stratospheric clouds over antarctica from the CALIPSO spaceborne lidar, *J. Geophys. Res.*, *113*, D02205, doi :10.1029/2007JD008616.
- Ovarlez, J., J.-F. Gayet, K. Gierens, J. Ström, H. Ovarlez, F. Auriol, R. Busen, U. Schumann, 2002 : Water vapor measurements inside cirrus clouds in northern and southern hemispheres during INCA, *Geophys. Res. Lett.*, *29(16)*, 1813, 10.1029/2001GL014440.
- Peirce, C. 1884 : The numerical measure of the success of predictions, *Science*, *12*, 453–454.
- Péquignot, E., 2006 : Détermination de l'émissivité et de la température des surfaces continentales. Application aux sondeurs spatiaux infrarouges HIRS et AIRS/IASI, Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique, octobre 2006.
- Pejovic, T., R.B. Noland, V. Williams, R. Toumi, 2008 : Estimates of UK CO₂ emissions from aviation using air traffic data, *Clim. Change*, *88*, 367–384.
- Peter, T., C. Marcolli, P. Spichtinger, T. Corti, M.B. Baker, and T. Koop, 2006 : When dry air is too humid, *Science*, *314*, no. 5804, doi :10.1126/science.1135199, 1399–1402.
- Pierrehumbert, R.T., 2002 : The hydrologic cycle in deep time climate problems, *Nature*, *419*, 191–198.

- Platt, C.M.R., 1973 : Lidar and radiometric observations of cirrus clouds, *J. Atmos. Sci.*, *30*, 1191–1204.
- Platt, C.M.R., S.A. Young, R.T. Austin, G.R. Patterson, D.L. Mitchell, and S.D. Miller, 2002 : LIRAD observations of tropical cirrus clouds in MCTEX. Part I : Optical properties and detection of small particles in cold cirrus, *J. Atmos. Sci.*, *59*, 3145–3162.
- Ponater, M., S. Marquart, and R. Sausen, 2002 : Contrails in a comprehensive global climate model, *J. Geophys. Res.*, *107*, 4164, doi :10.1029/2001JD000429.
- Prabhakara, C., R.S. Fraser, G. Dalu, M.C. Wu, R.J. Curran, and T. Styles, 1988 : Thin cirrus clouds ; seasonal distribution over oceans deduced from Nimbus-4 IRIS, *J. Appl. Meteor.*, *27*, 379–399.
- Pruppacher, H.R., 1994 : A new look at homogeneous ice nucleation in supercooled water drops, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 1924–1933.
- Rädcl, G., C.J. Stubenrauch, R. Holz, and D.L. Mitchell, 2003 : Retrieval of effective ice crystal size in the infrared : Sensitivity study and global measurements from TIROS-N Operational Vertical Sounder, *J. Geophys. Res.*, *108*, doi :10.1029/2002JD002801.
- Rädcl, G., and K.P. Shine, 2007 : Evaluation of the use of radiosonde humidity data to predict the occurrence of persistent contrails, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *133*, 1413–1423.
- Rädcl, G., and K.P. Shine, 2008 : Radiative forcing by persistent contrails and its dependence on cruise altitudes, *J. Geophys. Res.*, *113*, D07105, doi :10.1029/2007JD009117.
- Randel, W.J., F. Wu, and D.J. Gaffen, 2000 : Interannual variability of the tropical tropopause derived from radiosonde data and NCEP reanalyses, *J. Geophys. Res.*, *105*, D12, 15509–15523.
- Read, W.G., J.W. Waters, D.L. Wu, E.M. Stone, Z. Shippony, A.C. Smedley, C.C. Smallcomb, S. Oltmans, D. Kley, H.G.J. Smit, J.L. Mergenthaler, and M.K. Karki, 2001 : UARS LMS upper tropospheric humidity measurement : Method and validation, *J. Geophys. Res.*, *106*, 32207–32258.
- Read, W.G., A. Lambert, J. Bacmeister, et al., 2007 : Aura Microwave Limb Sounder upper tropospheric and lower stratospheric H₂O and relative humidity with respect to ice validation, *J. Geophys. Res.*, *112*, D24S35, doi :10.1029/2007JD008752.
- Rossow, W.B., and R.A. Schiffer, 1999 : Advances in understanding clouds from ISCCP, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *80*, No 11, 2261–2287.
- Rossow, W.B., and C. Pearl, 2007 : 22-year survey of tropical convection penetrating into the lower stratosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L04803, doi :10.1029/2006GL028635.
- Sassen, K., and G.C. Dodd, 1988 : Homogeneous nucleation rate for highly supercooled cirrus cloud droplets, *J. Atmos. Sci.*, *45*, 1357–1369.
- Sassen, K., 1991 : The polarization lidar technique for cloud research : A review and current assessment, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *72*, 1848–1866.

- Sassen, K., and J.M. Comstock, 2001 : A midlatitude cirrus cloud climatology from the facility for atmospheric remote sensing. Part I : macrophysical and synoptic properties, *J. Atmos. Sci.*, *58*, 481–496.
- Sassen, K., and J.M. Comstock, 2001 : A midlatitude cirrus cloud climatology from the facility for atmospheric remote sensing. Part III : radiative properties, *J. Atmos. Sci.*, *58*, 2113–2127.
- Sausen, R., K. Gierens, M. Ponater, and U. Schumann, 1998 : A diagnostic study of the global distribution of contrails part I : present day climate, *Theor. Appl. Climatol.*, *61*, 127–141.
- Schiffer, R.A., and W.B. Rossow, 1983 : The international satellite cloud climatology project (ISCCP) : The first project of the World Climate Research program, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *64*, 779–784.
- Schmidt, E., 1941 : Die Entstehung von Eisnebel aus den Auspuffgasen von Flugmotoren, *Schriften der Deutschen Akademie der Luftfahrtforschung, Verlag R. Oldenbourg, München und Berlin*, *H.44*, 1–15.
- Schumann, U., 1996 : On conditions for contrail formation from aircraft exhausts, *Meteorol. Z.*, *5*, 4–23.
- Schumann, U., 2005 : Formation, properties and climatic effects of contrails, *C. R. Physique*, *6*, 549–565.
- Scott, N.A., and A. Chédin, 1981 : A fast line-by-line method for atmospheric absorption computations : the “4A” Automatized Atmospheric Absorption Atlas, *J. Appl. Meteor.*, *20*, 801–812.
- Scott, N.A., A. Chédin, R. Armante, J. Francis, C.J. Stubenrauch, J.-P. Chaboureau, F. Chevallier, C. Claud, and F. Chérury, 1999 : Characteristics of the TOVS Pathfinder Path-B data set, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *80*, 2679–2701.
- Smith, W.L., H.M. Woolf, C.M. Hayden, D.Q. Wark, and L.M. McMillin, 1979 : The TIROS-N operational vertical sounder, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *60*, 1177–1187.
- Smith, W.L., 1991 : Atmospheric soundings from satellites—false expectation or the key to improved weather predictions?, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *117*, 267–297.
- Soden, B., and F.P. Bretherton, 1993 : Upper tropospheric relative humidity from the GOES 6.7 μ m channel : method and climatology for July 1987, *J. Geophys. Res.*, *98*, D9, 16669–16688.
- Soden, B.J., and J.R. Lanzante, 1996 : An assessment of satellite and radiosonde climatologies of upper-tropospheric water vapor, *J. Climate*, *9*, 1235–1250.
- Sonntag, D., 1990 : Important new values of the physical constants of 1986, vapor pressure formulation based on the ITS-90 and psychrometer formulae, *Meteorol. Z.*, *70*, 340–344.
- Spichtinger, P., K. Gierens, U. Leiterer, H. Dier, 2003 : Ice supersaturation in the tropopause region over Lindenberg, Germany, *Meteorol. Z.*, *12*, 143–156.
- Spichtinger, P., K. Gierens, W. Read, 2003 : The global distribution of ice-supersaturated regions as seen by the Microwave Limb Sounder, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *129*, 3391–3410.

- Spichtinger, P., K. Gierens, H.G.J. Smit, J. Ovarlez, and J.-F. Gayet, 2004 : On the distribution of relative humidity in cirrus clouds, *Atmos. Chem. Phys.*, *4*, 639–647.
- Spichtinger, P., K. Gierens, and A. Dörnbrack, 2005 : Formation of ice supersaturation by mesoscale gravity waves, *Atmos. Chem. Phys.*, *5*, 1243–1255.
- Spichtinger, P. and K. Gierens, 2009 : Modelling of cirrus clouds-Part 2 : competition of different nucleation mechanisms, *Atmos. Chem. Phys.*, *9*, 2319–2334.
- Stephens, G., D.G. Vane, R.J. Boain, et al., 2002 : The CloudSat mission and the A–train, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *83*, 1771–1790.
- Ström, J., M. Seifert, B. Kärcher, J. Ovarlez, A. Minikin, J.-F. Gayet, R. Krejci, A. Petzold, F. Auriol, W. Haag, R. Busen, U. Schumann, and H.C. Hansson, 2003 : Cirrus cloud occurrence as function of ambient relative humidity : a comparison of observations obtained during the INCA experiment, *Atmos. Chem. Phys.*, *3*, 1807–1816.
- Stubenrauch, C.J., W.B. Rossow, F. Chérüy, N.A. Scott, and A. Chédin, 1999 : Clouds as seen by satellite sounders (3I) and imagers (ISCCP). Part I : Evaluation of cloud parameters, *J. Climate*, *12*, 2189–2213.
- Stubenrauch, C.J., A. Chédin, R. Armante, and N.A. Scott, 1999 : Clouds as seen by satellite sounders (3I) and imagers (ISCCP). Part II : A new approach for cloud parameter determination in the 3I algorithms, *J. Climate*, *12*, 2214–2223.
- Stubenrauch, C.J., W.B. Rossow, N.A. Scott, and A. Chédin, 1999 : Clouds as seen by satellite sounders (3I) and imagers (ISCCP). Part III : Spatial heterogeneity and radiative effects, *J. Climate*, *12*, 3419–3442.
- Stubenrauch, C.J., R. Holz, A. Chédin, D.L. Mitchell, and A.J. Baran, 1999 : Retrieval of cirrus ice crystal sizes from 8.3 and 11.1 μm emissivities determined by the improved initialization inversion of TIROS-N Operational Vertical Sounder observations, *J. Geophys. Res.*, *104*, 31793–31808.
- Stubenrauch, C.J., F. Eddounia, and G. Rädcl, 2004 : Correlations between microphysical properties of large-scale semi-transparent cirrus and the state of the atmosphere, *Atm. Res.*, *72*, 402–423.
- Stubenrauch, C.J., and U. Schumann, 2005 : Impact of air traffic on cirrus coverage, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, L14813, doi :10.1029/2005GL022707.
- Stubenrauch C.J., F. Eddounia, and L. Sauvage, 2005 : Cloud heights from TOVS Path-B : evaluation using LITE observations and distributions of highest cloud layers, *J. Geophys. Res.*, *110*, D19203, doi :101029/2004JD005447.
- Stubenrauch C. J., A. Chédin, G. Rädcl, N.A. Scott, and S. Serrar, 2006 : Cloud properties and their seasonal and diurnal variability from TOVS Path-B, *J. Climate*, *19*, 5531–5553.
- Stubenrauch, C.J., S. Cros, N. Lamquin, R. Armante, A. Chédin, C. Crevoisier, and N.A. Scott, 2008 : Cloud properties from AIRS and evaluation with CALIPSO, *J. Geophys. Res.*, doi :10.1029/2008JD009928.

- Stubenrauch, C.J., S. Cros, A. Guignard, and N. Lamquin, 2009 : A 6-year global cloud climatology from the Atmospheric InfraRed Sounder aboard the Aqua satellite : statistical analysis in synergy with CALIPSO and Cloudsat, in prep. for *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*
- Stuber, N., P. Forster, G. Rädcl, and K. Shine, 2006 : The importance of the diurnal and annual cycle of air traffic for contrail radiative forcing, *Nature*, *441*, doi :10.1038/nature04877.
- Stuber, N., and P. Forster, 2007 : The impact of diurnal variations of air traffic on contrail radiative forcing, *Atmos. Chem. Phys.*, *7*, 3151-3162.
- Susskind, J., C. Barnet, and J. Blaisdell, 1998 : Determination of atmospheric and surface parameters from simulated AIRS/AMSU/HSB sounding data : Retrieval and cloud clearing methodology, *Adv. Space. Res.*, *21*, 369-384.
- Susskind, J., C. Barnet, and J. Blaisdell, 2003 : Retrieval of atmospheric and surface parameters from AIRS/AMSU/HSB data in the presence of clouds, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, *41*, 390-409.
- Susskind, J., C. Barnet, J. Blaisdell, L. Iredell, F. Keita, L. Kouvaris, G. Molnar, and M. Chahine, 2006 : Accuracy of geophysical parameters derived from AIRS/AMSU as a function of fractional cloud cover, *J. Geophys. Res.*, *111*, D09S17, doi :10.1029/2005JD006272.
- Sussman, R., and K. Gierens, 2001 : Differences in early contrail evolution of two-engine versus four-engine aircraft : Lidar measurements and numerical simulations, *J. Geophys. Res.*, *106*, 4899-4911.
- Tobin, D. C., H.E. Revercomb, R.O. Knuteson, et al., 2006 : Atmospheric radiation measurement site atmospheric state best estimates for Atmospheric Infrared Sounder temperature and water vapor retrieval validation, *J. Geophys. Res.*, *111*, D09S14, doi :10.1029/2005JD006103.
- Tompkins, A.M., K. Gierens, and G. Rädcl, 2007 : Ice supersaturation in the ECMWF Integrated Forecast System, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *133*, 53-63.
- Treffelsen, R., R. Krejci, J. Ström, A.C. Engvall, A. Herber, and L. Thomason, 2007 : Humidity observations in the arctic troposphere over Ny-Ålesund, Svalbard based on 15 years of radiosonde data, *Atmos. Chem. Phys.*, *7*, 2721-2732.
- Unterstrasser, S., and K. Gierens, 2009 : Numerical simulations of contrail-to-cirrus transition - Part 1 : An extensive parametric study, *Atmos. Chem. Phys. Disc.*, *9*, 14901-14953.
- Vali, G., 1985 : Nucleation terminology, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, *66*, 1426-1427.
- Vázquez-Navarro, M., H. Mannstein, and B. Mayer, 2009 : Automatic tracking of the life cycle of contrails, *TAC 2009 conference*.
- Wahiche, C., N.A. Scott, and A. Chédin, 1986 : Cloud detection and cloud parameters retrieval from the satellites of the TIROS-N series, *Ann. Geophys.*, *4*, 207-222.
- Wang, P.-H., P. Minnis, and G.K. Yue, 1995 : Extinction coefficient ($1 \mu\text{m}$) properties of high-altitude clouds from solar occultation measurements (1985-1990) : Evidence of volcanic aerosol effect, *J. Geophys. Res.*, *100*, 3181-3199.

- Wang, P.-H., P. Minnis, P. McCormick, G.S. Kent, and K.M. Skeens, 1996 : A 6-year climatology of cloud occurrence frequency from Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II observations (1985-1990), *J. Geophys. Res.*, *101*, D23, 29407–29429.
- Wang, P.-H., P. Minnis, P. McCormick, G.S. Kent, G.K. Yue, D.F. Young, and K.M. Skeens, 1997 : A study of the vertical structure of tropical (20°S-20°N) optically thin clouds from SAGE II observations, *Atm. Res.*,
- Wang, J.H., H.L. Cole, D.J. Carlson, E.R. Miller, K. Beierle, A. Paukkunen, and T.K. Laine, 2002 : Corrections of humidity measurement errors from the Vaisala RS80 radiosonde - Application to TOGA COARE data, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *19*, 981–1002.
- Weickmann, H., 1945 : Formen und Bildung atmosphärischer Eiskristalle, *Beitr. Phys. Atmos.*, *28*, 12–52.
- Williams, V., R.B. Noland, and R. Toumi, 2002 : Reducing the climate change impacts of aviation by restricting cruise altitudes, *Transportation Research D*, *7*, 451–464.
- Winker, D.M., R.H. Couch, and M.P. McCormick, 1996 : An overview of LITE : NASA's Lidar In-space Technology Experiment, *Proc. IEEE*, *84*, 164–180.
- Winker, D.M., J. Pelon, and M.P. McCormick, 2003a : The CALIPSO mission : Spaceborne lidar for observation of aerosols and clouds, *Proc. SPIE*, *4893*, 1–11.
- Winker, D.M., 2003b : Accounting for multiple scattering in retrievals from space lidar, *Proc. SPIE*, *5059*, 128–139.
- Winker, D.M., W.H. Hunt, M.J. McGill, 2007 : Initial performance assessment of CALIOP, *Geophys. Res. Lett.*, *34*, L19803, doi : 10.1029/2007GL030135.
- Winker, D.M., B. Getzewitch, and M. Vaughan, 2008 : Evaluation and applications of cloud climatologies from CALIOP, *24th International Laser Radar Conference (ILRC)*, Boulder, CO, USA.
- Winker, D.M., M.A. Vaughan, A. Omar, Y. Hu, K.A. Powell, Z. Liu, W.H. Hunt, and S.A. Young, 2009 : Overview of the CALIPSO mission and CALIOP data processing algorithms, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, doi :10.1175/2009JTECHA1281.1.
- WMO, 1957 : Definition of the tropopause, *WMO Bull.*, *6*, 136.
- Wylie, D.P., W.P. Menzel, H.M. Woolf, and K.I. Strabala, 1994 : Four years of global cirrus cloud statistics using HIRS, *J. Climate*, *7*, 1972–1986.
- Wylie, D.P., and P.-H. Wang, 1997 : Comparison of cloud frequency data from the high-resolution infrared radiometer sounder and the Stratospheric Aerosol and Gas Experiment II, *J. Geophys. Res.*, *102*, D25, 29893–29900.
- Wylie, D.P., and W.P. Menzel, 1999 : Eight years of high cloud statistics using HIRS, *J. Climate*, *12*, 170–184.

Annexes

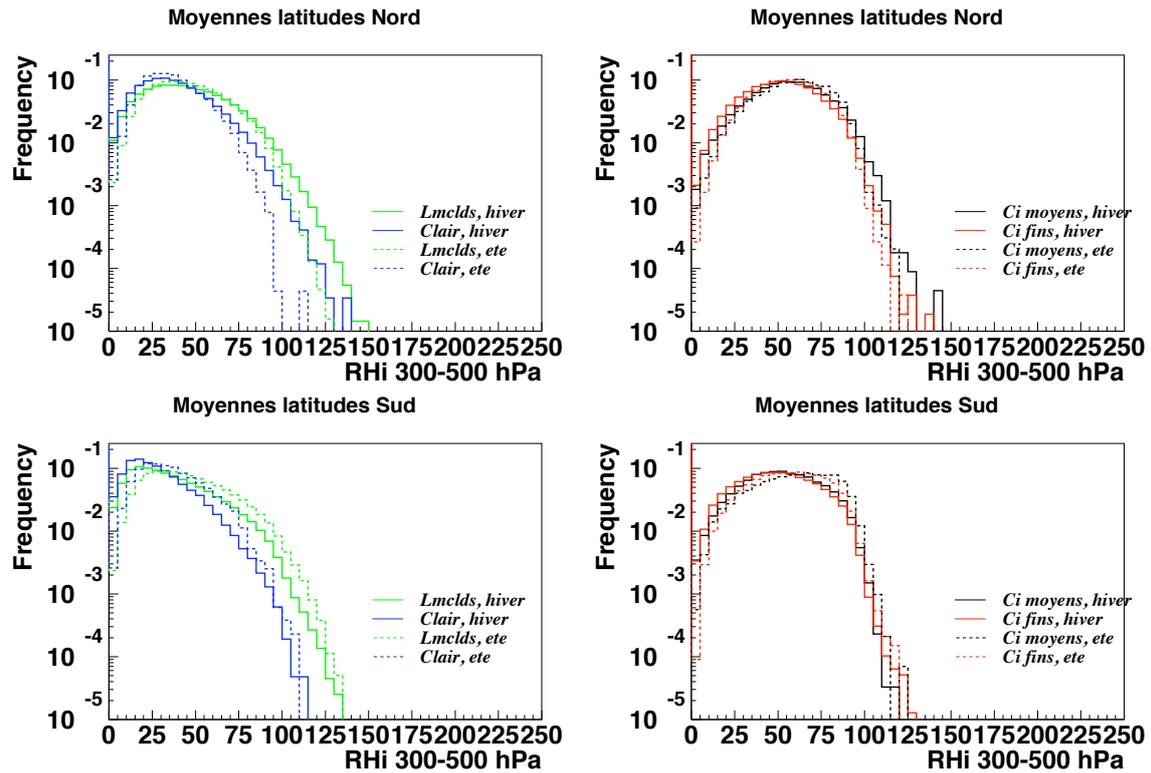


FIGURE VI.1 – Distributions d'humidité relative (%) dans la couche 300-500 hPa dans les moyennes latitudes (haut : 40°-60° N, bas : 40°-60° S) par type de scène détectée par TOVS. Gauche : été et hiver pour les scènes claires et "lmcls", Droite : été et hiver pour les cirrus moyens et pour les cirrus fins. Les été et hiver sont boréaux et austraux. Echelle logarithmique. Source : analyse des données TOVS (1987-1991).

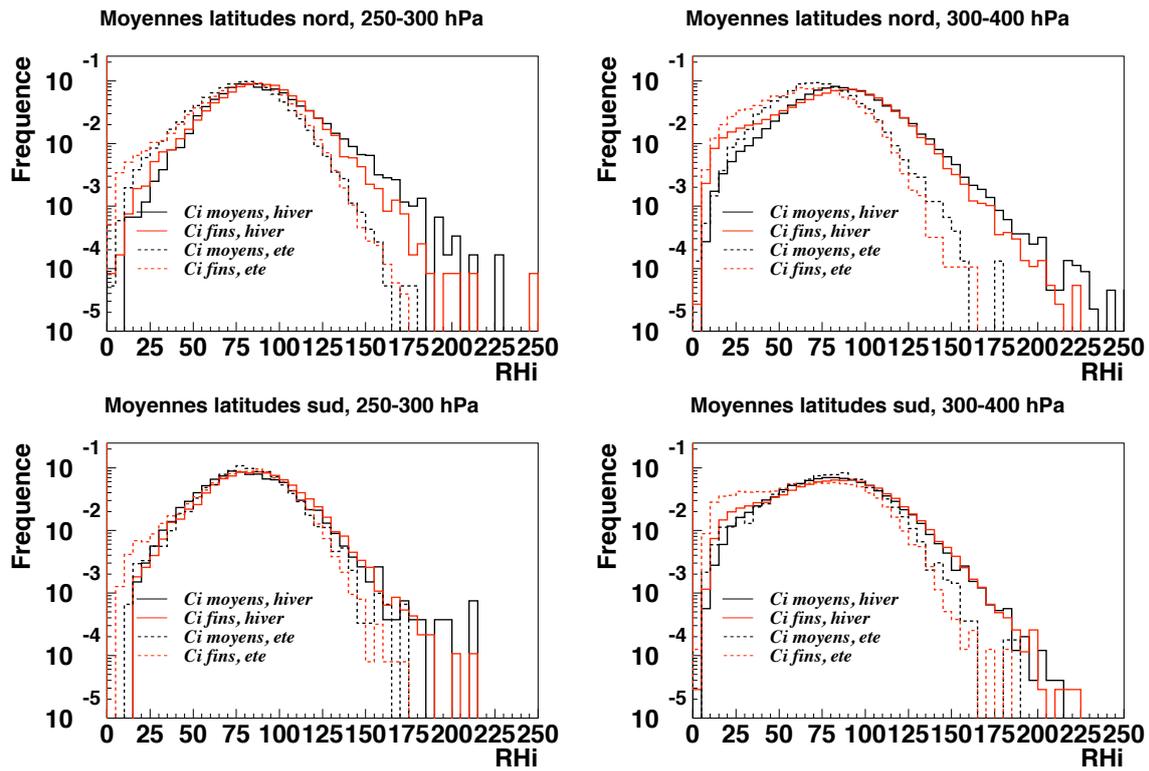


FIGURE VI.2 – Distributions d’humidité relative (%) des couches 250-300 hPa (gauche) et 300-400 hPa (droite) dans les moyennes latitudes (haut : 40°-60° N, bas : 40°-60° S) pour les cirrus fins et les cirrus moyens. Eté et hiver. Les été et hiver sont boréaux et austraux. Echelle logarithmique. Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

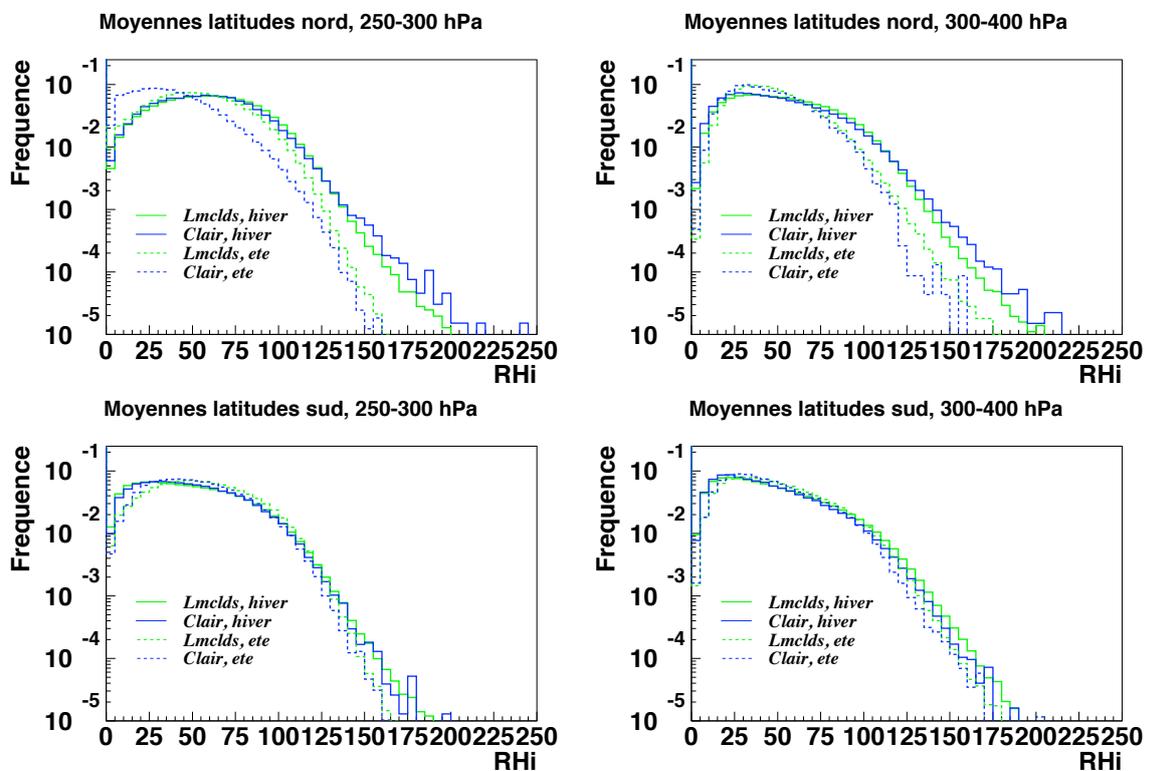


FIGURE VI.3 – Distributions d’humidité relative (%) des couches 250-300 hPa (haut) et 300-400 hPa (bas) dans les moyennes latitudes (gauche : 40°-60° N, droite : 40°-60° S) pour les scènes claires et les nuages bas et moyens (“lmclds”). Eté et hiver. Les été et hiver sont boréaux et austraux. Echelle logarithmique. Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

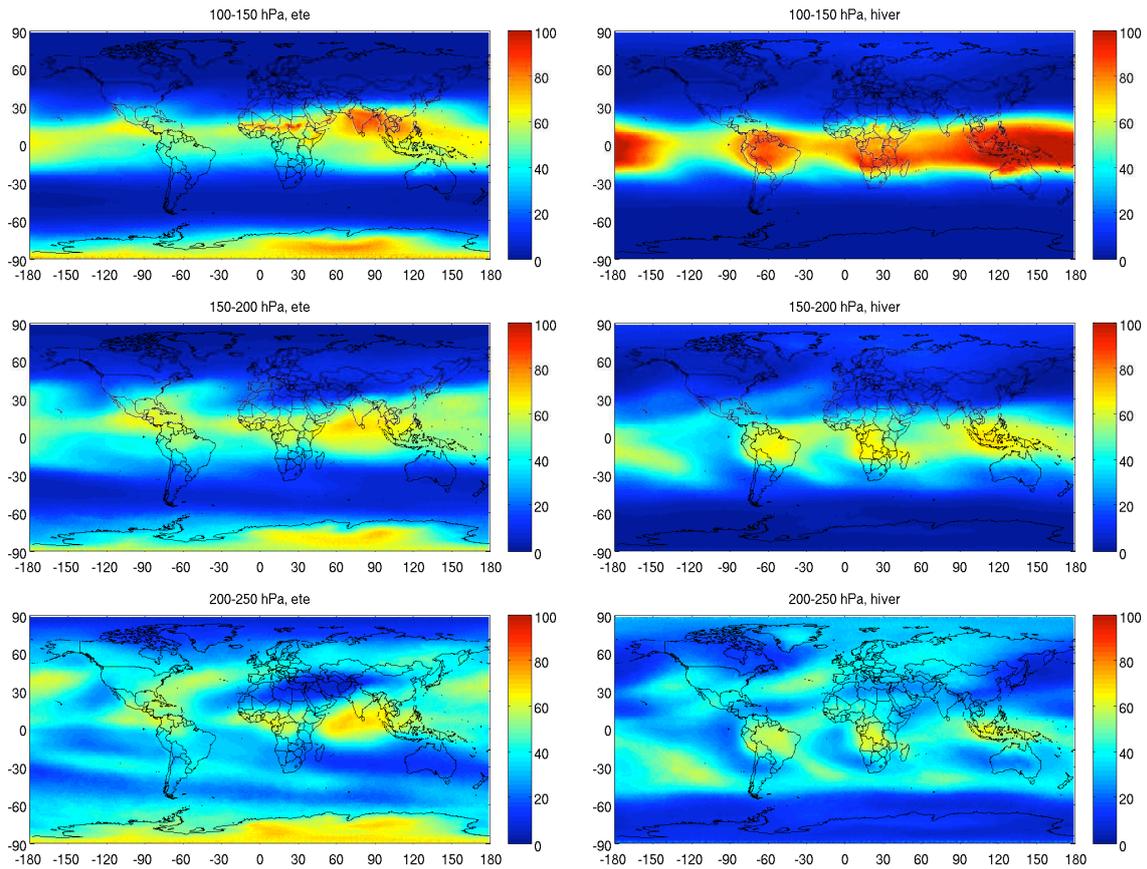


FIGURE VI.4 – Humidité relative moyenne (%) sur les niveaux AIRS entre 100 et 250 hPa, été boréal (gauche) et hiver boréal (droit). Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

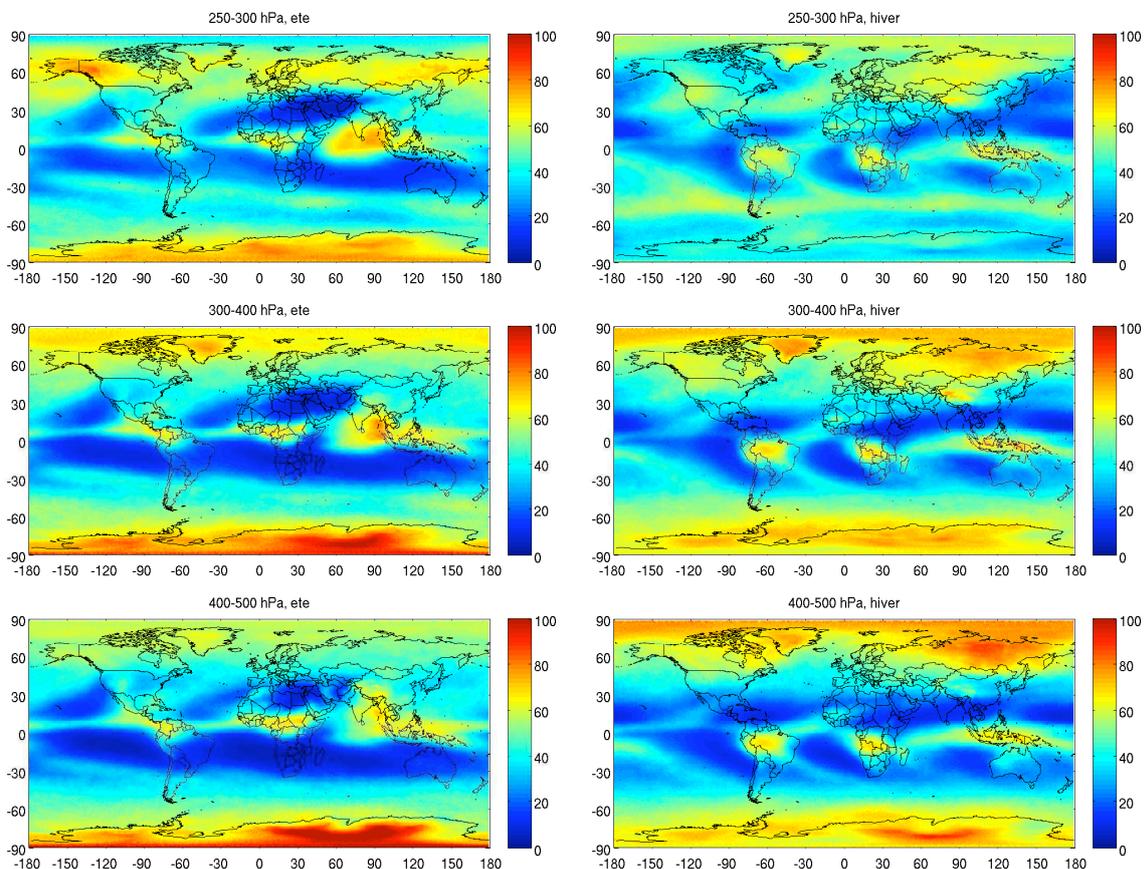


FIGURE VI.5 – Humidité relative moyenne (%) sur les niveaux AIRS entre 250 et 500 hPa, été boréal (gauche) et hiver boréal (droit). Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

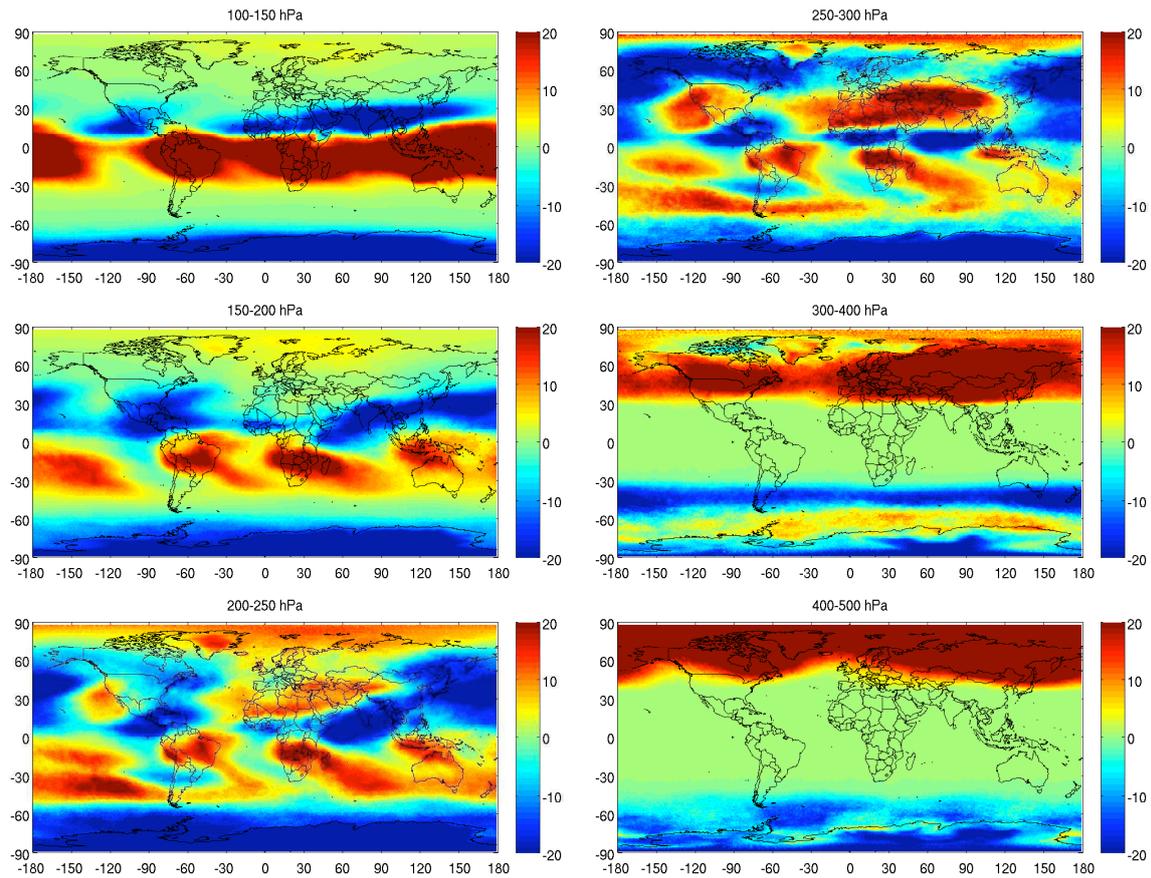


FIGURE VI.6 – Fréquence d'occurrence (%) de la sursaturation en glace, hiver boréal - été boréal. Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

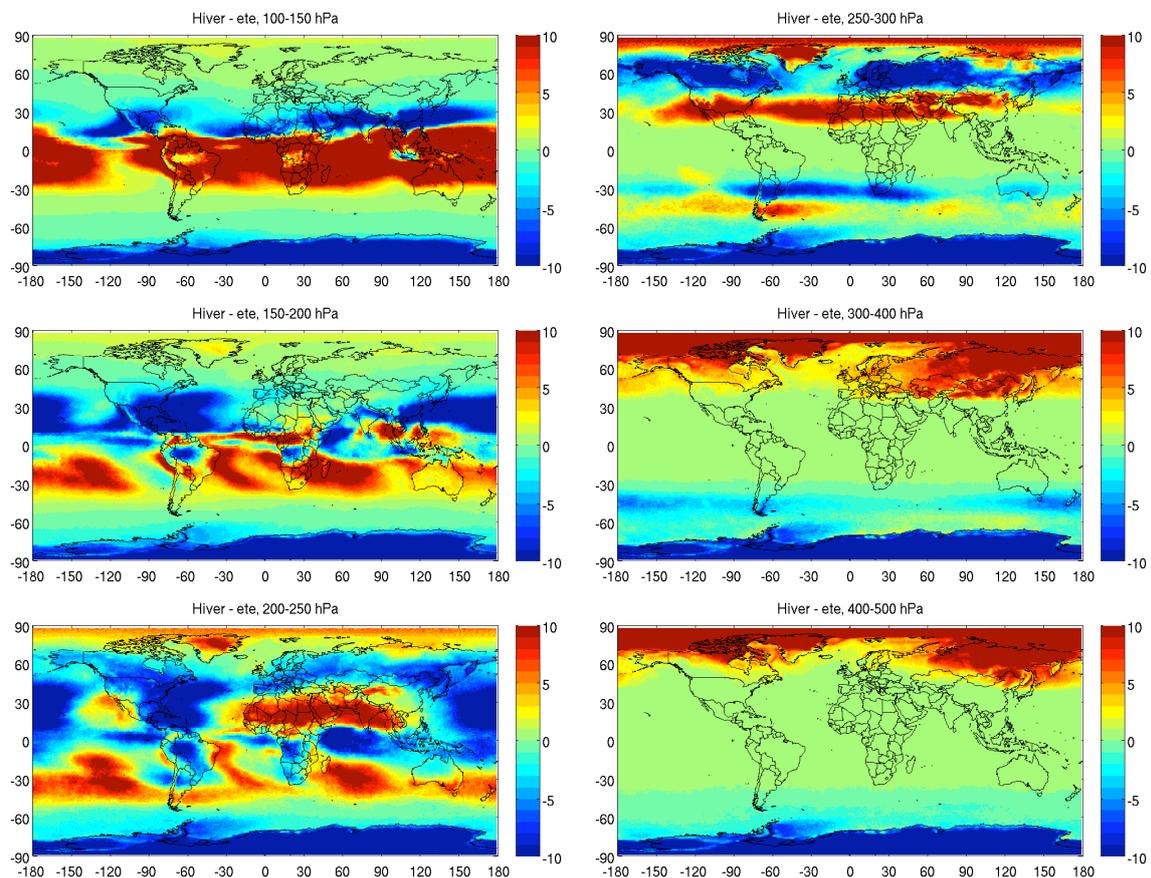


FIGURE VI.7 – Fréquence d'occurrence (%) des traînéees potentielles, hiver boréal - été boréal. Source : analyse des données AIRS (2003-2008).

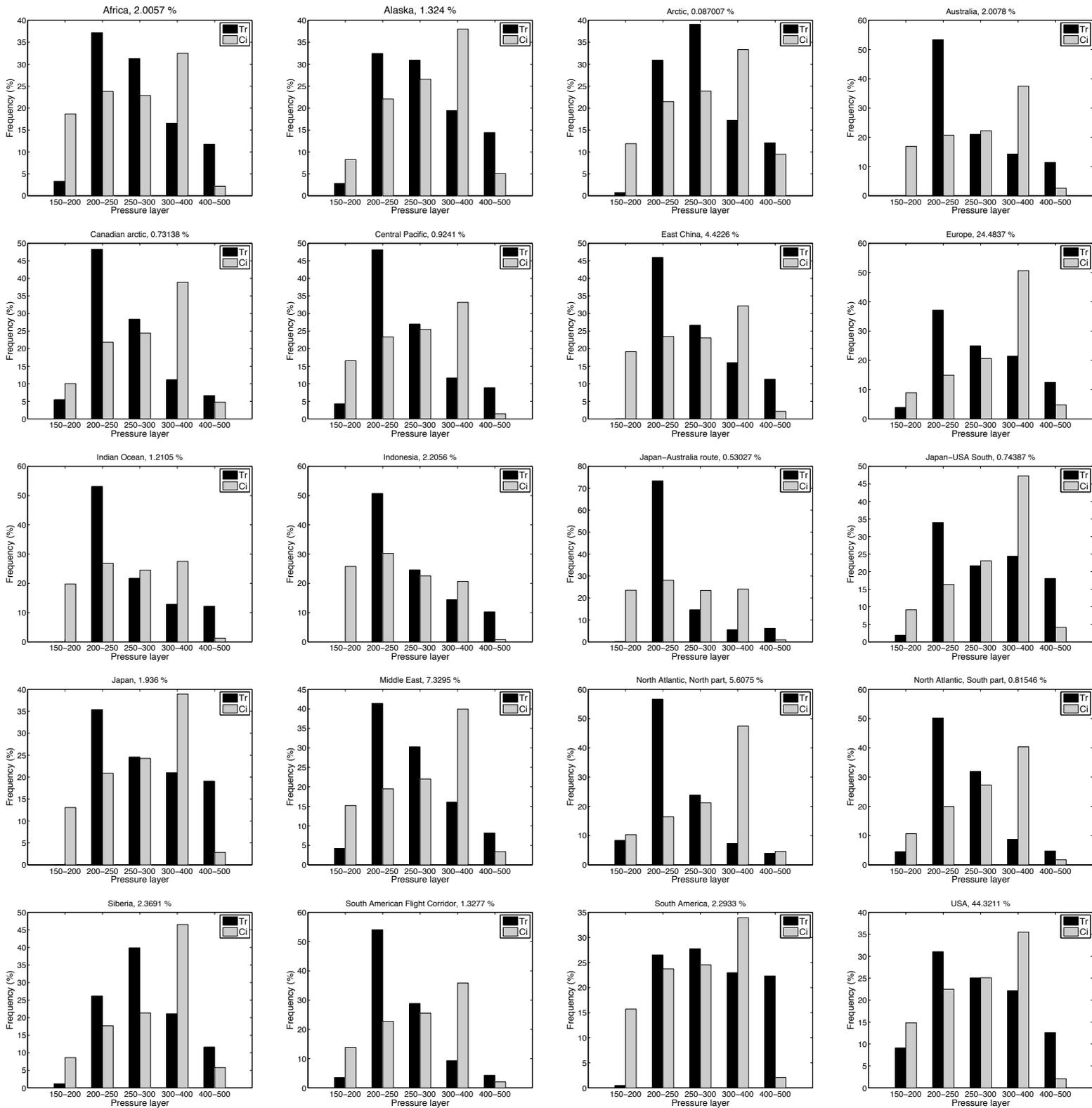


FIGURE VI.8 – Densités verticales du trafic aérien (noir) et distributions des altitudes des cirrus déterminées avec AIRS (gris) dans la haute troposphère en fonction de la localisation géographique. Dans les titres les parts du trafic global sont mentionnées. Source : base de données AERO2k et climatologie AIRS (2003-2008).

Résumé

L'augmentation considérable du trafic aérien depuis quelques décennies a motivé des recherches sur l'impact des traînées de condensation sur le climat. Lorsque celles-ci persistent, elles induisent une couverture nuageuse additionnelle en cirrus dont l'impact sur le climat est difficile à quantifier. La condition physique de la persistance des traînées de condensation est la sursaturation en glace (humidité relative supérieure à la saturation), phénomène assez fréquent dans la haute troposphère et condition nécessaire pour la formation des cirrus.

Dans ce contexte, les sondeurs infrarouges ont l'avantage de fournir, de manière globale et continue, des mesures conjointes de propriétés nuageuses et de profils atmosphériques de température et de vapeur d'eau. Nous utilisons dans cette étude les bases de données climatiques TIROS-N Observation Vertical Sounder (TOVS) puis Atmospheric InfraRed Sounder (AIRS). Ces deux instruments n'ont pas une résolution verticale suffisante pour détecter la présence de fines couches de sursaturation en glace. Des synergies avec d'autres types d'observations permettent de le mettre en évidence et de le corriger.

Nous démontrons notamment à l'aide du lidar CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization) que l'humidité relative de la haute troposphère dans les cirrus, déterminée par AIRS, montre un biais négatif en comparaison de mesures in situ. Ce biais est lié à la résolution verticale de AIRS et il est d'autant plus prononcé que les nuages sont géométriquement fins. Il est difficile de détecter la sursaturation car cette dernière est plus à même d'apparaître sur de fines épaisseurs.

Une méthode de correction est alors proposée pour mieux estimer les fréquences d'occurrence de la sursaturation en glace à l'échelle globale. La synergie entre AIRS et des mesures aéroportées de la campagne MOZAIC (Measurement of OZone and water vapour by Airbus in-service airCraft) nous permet de construire une probabilité d'occurrence de la sursaturation en fonction de l'humidité relative déterminée par AIRS, quelque soit la valeur de cette humidité relative.

Cette probabilité permet de construire des climatologies de la sursaturation en glace. Enfin, son couplage avec la détermination conjointe des propriétés nuageuses permet d'établir des climatologies des situations atmosphériques favorables à la persistance et à l'impact sur le climat des traînées de condensation.

Abstract

The considerable increase of air traffic over the last decades has justified research on the impact of condensation trails (or "contrails") on climate. When these contrails persist, they induce an additional cirrus cloud cover. Their impact on climate is difficult to quantify. The physical condition for the persistence of contrails is ice supersaturation (relative humidity higher than saturation), a frequent phenomenon in the upper troposphere and a requirement for the formation of cirrus clouds.

In this context, infrared sounders provide global measurements of cloud properties and atmospheric profiles of temperature and water vapour. We use the climatic databases from TIROS-N Observation Vertical Sounder (TOVS) and then from the Atmospheric InfraRed Sounder (AIRS). These two instruments do not have sufficient vertical resolutions for an accurate detection of thin layers of ice supersaturation. Synergies with other types of observations make it possible to correct this problem.

We show with the lidar CALIOP (Cloud-Aerosol Lidar with Orthogonal Polarization) that upper tropospheric relative humidity within cirrus clouds, determined by AIRS, shows a negative bias compared to in situ measurements. This bias is induced by the vertical resolution of AIRS and it is higher when clouds are geometrically thinner. It is difficult to detect supersaturation because the latter is more likely to occur over thin portions of the atmosphere.

A correction method is then proposed for a better estimation of global occurrence frequencies of ice supersaturation. The synergy between AIRS and airborne measurements from MOZAIC (Measurement of OZone and water vapour by Airbus in-service airCraft) provides the opportunity to build an occurrence probability of supersaturation as a function of the relative humidity determined by AIRS.

This probability makes it possible to build climatologies of ice supersaturation. At last, the joint determination of cloud properties allows to establish climatologies of the atmospheric situations leading to the persistence and the impact on climate of contrails.