



Ecole Nationale des Ponts et Chaussées – Université Pierre et Marie Curie

2008-2009

Projet de Fin d'Etudes IMI (ENPC) – Stage de Master 2 OACT (UPMC)

Lauriane SAUNIER

Ingénieur Elève des Ponts et Chaussées

**Transferts radiatifs dans les traînées de condensation
form es par les avions avec SHDOM et Arpège-1D**

Projet réalisé au sein du CERFACS (Toulouse)

15 juillet - 28 novembre 2008

Tuteurs : M. Daniel CARIOLLE (CERFACS)
M. Fernand KARCHER (CNRM)

Composition du jury

Président : M. Eric DUCEAU

Directeur de projet : M. François RAVETTA

Conseiller scientifique : M. Daniel CARIOLLE

Remerciements

Je tenais à remercier mes tuteurs Daniel Cariolle et Fernand Karcher pour l'aide qu'ils m'ont apportée au cours de ce stage, tant pour la prise en main des codes de calculs utilisés que pour l'interprétation des résultats et la rédaction de ce rapport. Je remercie également Ronan Paugam d'avoir pris le temps de m'expliquer le post-traitement de ses résultats de simulations avant de partir en post-doc. Merci au CSG pour leur disponibilité et leur aide lors de l'installation d'Arpège-1D sur ma machine. J'aimerais enfin remercier les autres stagiaires de l'été 2008 au CERFACS pour m'avoir intégrée dans leur groupe malgré mon arrivée plus tardive, et l'équipe Aviation et Environnement pour leur accueil.

Sur un plan plus personnel, merci à Matthieu pour la voiture, les tisanes, le soutien moral, les photos de bœufs musqués et les pauses café au CNRM quand j'étais de passage là-bas. T'as été un super binôme depuis septembre 2007 ! Merci à Flo pour ses expériences culinaires, à Guillaume pour les sorties ciné, et plus généralement à tous ceux de la promo qui, de passage à Toulouse, nous ont réclamé une sortie cassoulet. "Last but not least", merci à Loïc d'avoir compris mon choix de faire mon stage à Toulouse, de m'avoir toujours écoutée et soutenue, et d'avoir fait le trajet Paris-Toulouse aussi souvent !

Résumé

L'objectif de ce stage était d'étudier les transferts radiatifs dans un contrail simulé par un modèle couplé dynamique - microphysique, en utilisant plusieurs modèles de calculs radiatifs et différentes échelles de modélisation. Ce rapport revient sur la mise en œuvre des calculs radiatifs avec le code SHDOM développé par K. Evans dans le cas d'un contrail simulé avec une résolution de 30 mètres. On compare ensuite les résultats obtenus par ce calcul précis à petite échelle à des simulations à une échelle plus grossière à l'aide d'un modèle plan-parallèle. Les simulations utilisant la méthode des ordonnées discrètes servent d'étalon pour évaluer le modèle Arpège-1D SCM et discuter notamment la pertinence des paramétrisations des propriétés optiques des nuages de glace utilisées dans ce modèle de circulation générale.

MOTS CLES : traînée condensation, transfert radiatif, méthode ordonnée discrète, modèle circulation générale

Abstract

The aim of this internship was to study radiative transfer in a contrail simulated by a coupled dynamical-microphysical model. The study was lead with several radiative transfer codes at different precision scales. This report presents the implementation of the use of SHDOM, a code designed by K. Evans, to calculate radiative transfer in and around a contrail modeled with a precision of 30 meters. We then compare results obtained with this precise, small-scale calculation with larger-scale simulations with a plane-parallel model. Simulations using the discrete ordinate method are used as a benchmark for the evaluation of the Arpege-1D SCM model. We discuss in particular the relevance of the parameterization of optical properties of ice clouds used in this general circulation model.

KEYWORDS : contrail, radiative transfer, discrete ordinate method, general circulation models

Table des matières

I	Introduction	3
1	Cadre et intérêt de l'étude	3
1.1	L'état d'avancement de la recherche sur le sujet	3
1.2	Description des contrails	5
1.3	Cadre de l'étude	5
2	Le code SHDOM	6
2.1	Principe	7
2.2	Mode opératoire	8
2.2.1	Calculs préliminaires à l'utilisation de SHDOM	8
2.2.2	Paramètres d'entrée	9
2.2.3	Sorties	11
2.3	Le code SHDOMPP (plan parallèle)	11
II	Transferts radiatifs dans un contrail avec SHDOM	13
3	Description du contrail modélisé	13
3.1	Champs 3D de sortie de Més0-NH	13
3.2	Distribution de particules et rayon effectif	14
3.2.1	Choix du type de distribution	14
3.2.2	Calcul des rayons effectifs à partir des sorties Meso-NH	17
4	Flux et taux de chauffage dans le contrail	17
4.1	Epaisseur optique	17
4.2	Flux radiatifs et taux de chauffage	17
4.2.1	Domaine solaire (SW)	17
4.2.2	Domaine thermique (LW)	21
III	Comparaison de l'évaluation des transferts radiatifs par SHDOM, SHDOMPP et Arpège-1D SCM	24
5	Comparaison des sorties SHDOM et SHDOMPP	24
5.1	Choix de modélisation	24
5.2	Résultats	24
5.2.1	Flux	25
5.2.2	Taux de chauffage	26
5.2.3	Epaisseur optique	27
5.3	Influence de l'angle azimuthal	27
6	Evaluation du modèle Arpège-1D - SCM	29
6.1	Le code Arpège 1D - SCM (Single Column Model)	29
6.2	Changement d'échelle de modélisation	29

6.3	Résultats	30
6.3.1	Étude préliminaire à $t = 2120$ s	30
6.3.2	Rayons équivalents Arpège - SHDOMPP	32
6.3.3	Propriétés optiques et transferts radiatifs	35
6.4	Discussion	37
	Conclusion	39
	Annexes	40
A	Rappels théoriques sur les transferts radiatifs	40
A.1	Principes de base	40
A.2	Flux hémisphériques et taux de chauffage	42
A.3	Calculs sur un spectre complet	42
A.3.1	Prise en compte de l'absorption moléculaire	43
A.3.2	La méthode CKD	43
B	Rayon effectif et \bar{r}_p selon la distribution	44
B.1	Cas de la distribution lognormale	44
B.2	Cas de la distribution gamma	44
B.3	Test de Kolmogorov	45
C	Bandes spectrales utilisées dans SHDOM	46
C.1	Domaine solaire	46
C.2	Domaine thermique	46
D	Calculs de flux avec SHDOM et SHDOMPP	47
D.1	Domaine solaire	47
D.2	Domaine thermique	48

Première partie

Introduction

L'objectif du travail réalisé au cours de ce projet est de comparer différents modèles de transferts radiatifs utilisés pour évaluer l'impact radiatif des traînées de condensations (appelés contrails par la suite) formées par les avions. Il repose sur des modélisations de traînées de condensation réalisées au CERFACS par Ronan Paugam au cours de sa thèse. Le but du projet est d'utiliser les résultats de modélisation de contrails afin d'effectuer des calculs radiatifs à petite échelle, ceci pour évaluer finement l'impact des contrails sur les flux radiatifs montants et descendants ainsi que sur les taux de chauffage. Ensuite, les résultats seront comparés avec les sorties du modèle Arpège-Climat 1D afin d'évaluer la capacité d'un modèle simple unidimensionnel à reproduire l'impact d'un contrail sur les transferts radiatifs.

Ce rapport se divise en trois parties. Dans cette partie, nous présentons le cadre général de l'étude, ainsi que les simulations et les outils dont nous disposons afin de réaliser les calculs de transfert radiatif. Ensuite, la deuxième partie détaille les calculs effectués à petite échelle avec SHDOM. La comparaison entre trois modèles, à savoir SHDOM, SHDOMPP (plan parallèle) et Arpège-1D SCM fait l'objet de la troisième partie.

1 Cadre et intérêt de l'étude

1.1 L'état d'avancement de la recherche sur le sujet

L'impact des avions sur l'environnement atmosphérique intéresse les chercheurs en physico-chimie de l'atmosphère et climatologie depuis plus de vingt ans. Il a fait l'objet d'un rapport spécial du GIEC (Groupement d'experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat) en 1999 [11]. Cet impact prend plusieurs formes, via l'émission d'espèces chimiques comme le CO_2 ou les NO_x mais aussi de particules de suie qui peuvent servir de noyaux de condensation pour la formation de contrails (immédiatement après émission dans le jet de l'avion) ou plus généralement pour la formation de nuages naturels dans l'atmosphère polluée par les avions.

Les contrails agissent sur le bilan radiatif terrestre en réfléchissant le rayonnement solaire incident, donc en réduisant le rayonnement solaire reçu au niveau du sol, et en augmentant l'effet de serre pour le rayonnement terrestre (infrarouge). Ces deux effets sont antinomiques et l'effet net dépend donc de leur importance relative. Si le forçage radiatif global des contrails au sommet de l'atmosphère donné par le GIEC paraît très faible (0.010 W.m^{-2}), l'incertitude demeure importante et le GIEC estime que le niveau de compréhension du forçage radiatif des contrails est faible [5]. En effet, l'effet radiatif des contrails dépend non seulement de leur nombre et leur taille mais également de leur composition micro-physique (distribution, forme et densité numérique des particules de glace), de leur géométrie et de leur altitude de formation.

Les enjeux d'une meilleure évaluation de l'impact des contrails sont d'autant plus importants que le trafic aérien a considérablement augmenté au cours des dernières décennies. Si les progrès de conception des moteurs ont permis de maintenir les émissions de particules à un niveau stable, le nombre de traînées a augmenté, accentuant l'impact

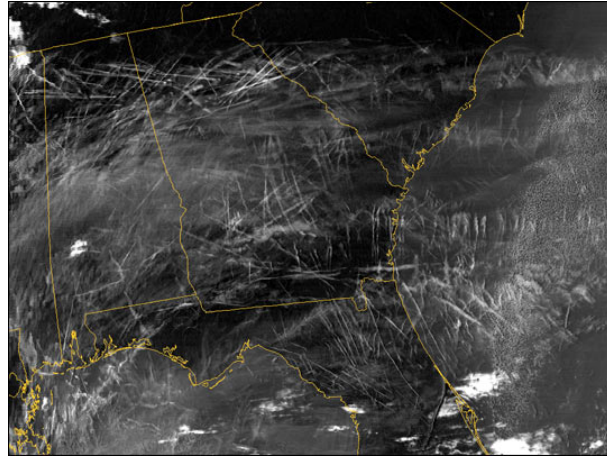


FIG. 1: Image MODIS du ciel américain en octobre 2003. Le nombre de traînées de condensation est impressionnant et montre l'importance de ce phénomène au-dessus de certaines zones géographiques.

(qu'il soit positif ou négatif) des contrails sur le bilan radiatif terrestre. Ainsi G. Rädcl et K. Shine estiment à partir de données aéronautiques que la couverture nuageuse due aux contrails a été multipliée par deux sur une zone couvrant l'Europe et le Nord-Est de l'Océan Atlantique [12]. A titre d'exemple purement visuel, la figure 1 est une image satellite prise par MODIS au-dessus du Sud-Est des Etats-Unis en octobre 2003. Elle montre le nombre de traînées de condensation présentes sur le ciel américain.

Par souci de simplicité et de rapidité des calculs les modèles utilisés pour calculer l'impact radiatif des nuages sont très souvent des modèles uni-dimensionnels de type plan-parallèle. Ces modèles ne permettent pas d'évaluer l'impact de la diffusion dans les autres directions que la direction verticale sur les flux radiatifs. Des études antérieures ont permis d'évaluer l'erreur faite par les modèles 1-D par rapport aux modèles 2-D ou 3-D. J. Schulz a montré l'importance de la prise en compte de la structure du contrail dans les calculs radiatifs sur un domaine restreint à partir de simulations LES (Large Eddy Simulations) de contrails. Il a comparé les flux radiatifs moyens calculés avec un modèle 2-D de transferts radiatifs et un modèle plan-parallèle dans lequel on insérerait les quantités moyennes de contenu massique en glace calculés sur le même domaine. Il déduit de ces simulations que dans le domaine solaire, l'albédo du contrail est surestimé par le modèle plan-parallèle par rapport aux calculs 2-D [14]. Dans le domaine infrarouge, les différences entre le calcul 2-D et le calcul plan-parallèle sont plus faibles. A. Gounou et R.J. Hogan ont eux étudié l'impact de la 3-D sur les calculs radiatifs à l'aide d'une modélisation simplifiée de contrail [6]. Ils ont notamment étudié l'influence de l'angle zénithal et azimuthal du rayonnement solaire incident, donc de l'orientation du contrail, sur les résultats. L'influence d'autres paramètres tels l'épaisseur optique, l'étendue du contrail, la forme des particules de glace et la température de surface est également présentée. En comparant les calculs de transferts radiatifs pour les modèles 3-D et ICA (independent column approximation), ils concluent que la pénétration horizontale de photons provenant d'une colonne dans une autre augmente le forçage radiatif dans l'infrarouge et réduit le forçage radiatif négatif du contrail dans le solaire. Ceci semble donc illustrer que les calculs plan-parallèles ou ICA sous-estiment le forçage radiatif positif (donc le réchauffement) induit par les contrails.

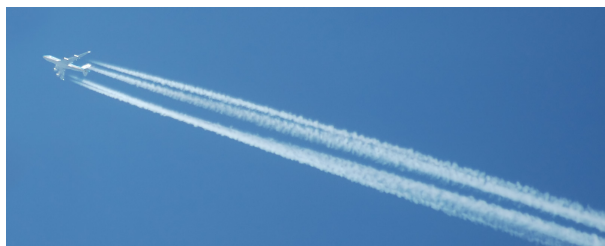


FIG. 2: Contrail formé par un quadri-réacteur. Source : Wikipedia

L'amélioration de la compréhension de l'impact sur l'environnement du transport aérien en général, et des traînées de condensation en particulier, est un des aspects du projet européen QUANTIFY, lancé en 2006. Le CERFACS et le CNRM participent à ce projet, en contribuant notamment à l'amélioration de la modélisation des contrails et en participant à une intercomparaison des simulations de l'impact radiatif des contrails par des modèles de climat avec des simulations Arpège.

1.2 Description des contrails

Un contrail est formé par l'interaction entre les jets des moteurs et les vortex contra-rotatifs qui se forment au niveau des ailes d'un avion. Les jets contiennent de la vapeur d'eau qui se condense sur les noyaux de condensation pré-existants dans l'atmosphère ou émis par l'avion. L'essentiel des particules de glace est formé pendant cette phase de jet, première phase de vie des contrails qui dure une vingtaine de secondes. Ensuite, la dynamique des vortex les entraîne vers le bas. C'est la phase de vortex qui dure environ une minute et entraîne le sillage principal vers le bas. Une centaine de secondes après leur formation, les vortex se cassent et génèrent de la turbulence. On entre alors dans la phase de dissipation qui dure typiquement une quinzaine de minutes. La taille et la densité numérique des particules de glace, jusqu'alors assez homogène, se diversifie selon la position des particules (voir [10]). Une fois que l'influence de l'avion sur le mouvement des masses d'air dans et autour de la traînée de condensation ne se fait plus sentir, on entre dans la phase de diffusion. Le sillage est alors soumis uniquement aux différentes interactions avec l'atmosphère, comme la turbulence atmosphérique et la stratification. En moins d'une demi-heure, si l'humidité de l'air est assez faible, les particules de glace dans la traînée s'évaporent complètement. Dans le cas contraire, la condensation continue, avec un taux de croissance des particules dépendant du taux d'humidité et de la position des particules dans le sillage. Au bout d'une heure environ, le contrail s'étend et sa structure linéaire disparaît. Des mesures granulométriques des distributions des particules de glace ont montré que les contrails âgés ont des distributions de particules proches de celles des jeunes cirrus : le rayon moyen des particules varie typiquement entre 40 et 100 μm et la densité de particules est de l'ordre de 10^6 m^{-3} . Une description plus détaillée de l'évolution des contrails en cirrus est donnée dans l'article de F. Schröder et al. [13].

1.3 Cadre de l'étude

Cette étude s'est inscrite dans la continuité du travail de thèse effectué par Ronan Paugam au sein de l'équipe Aviation et Environnement du CERFACS [10]. Afin de mener

à bien les calculs radiatifs, je disposais des résultats des simulations couplées dynamique-microphysique d'un cas de contrail effectuées à l'aide d'une version du code Méso-NH adaptée au problème. Les simulations dont je dispose couvrent l'évolution du contrail entre 310 et 2120 secondes après la formation du jet, avec une sortie toutes les 150 secondes. Ces sorties correspondent donc aux phases de dissipation et de diffusion du contrail. Pour des raisons de temps et de moyens de calcul, des simulations de contrails plus âgés n'étaient pas disponibles. Les résultats présentés ici sont pour l'essentiel basés sur la sortie la plus avancée dont je dispose qui est celle à 2120 secondes. A cet instant, le contrail simulé a une largeur de 950 mètres et une hauteur de 630 mètres.

Le maillage utilisé pour la simulation dont les sorties sont exploitées dans cette étude est un maillage régulier de 10 mètres de côté. La taille du domaine est de 1,5 km de haut, 4 km de large et 500 mètres de long (le long de l'axe du contrail et donc de l'axe initial de vol de l'avion). Afin d'alléger le coût des calculs radiatifs, les données ont été moyennées afin de réduire la résolution spatiale de 10 à 30 mètres dans les trois directions de l'espace. Les sorties Méso-NH utilisées donnent en chaque point (x, y, z) du réseau plusieurs données microphysiques dont les suivantes sont utiles à l'étude des propriétés radiatives du contrail :

- la température en Kelvin
- le rayon moyen \bar{r}_p des particules de glace
- la densité numérique de particules n_p en m^{-3}
- la densité de glace ρ_i en $kg.m^{-3}$

Le rayon moyen \bar{r}_p dans une maille donnée est déduit des autres variables par la relation suivante :

$$4/3 \pi \bar{r}_p^3 n_p \rho_{glace} = \rho_i \quad (1)$$

où la masse volumique de la glace vaut $\rho_{glace} = 0.92 \cdot 10^3 \text{ kg.m}^{-3}$.

L'avantage de l'utilisation d'un modèle précis de transferts radiatifs comme SHDOM est la prise en compte de l'inhomogénéité des contrails. On verra plus loin que les rayons des particules varient fortement selon la position de celles-ci dans la traînée. Des calculs 3-D sont donc nécessaires pour rendre compte de ces inhomogénéités.

Une des difficultés de cette étude est le manque de mesures de référence pour les transferts radiatifs des contrails. Comme l'âge du contrail est limité à 2120 secondes, les résultats trouvés dans la littérature scientifique ne peuvent donner qu'une idée des ordres de grandeur des flux et taux de chauffage cohérents. Il a donc fallu travailler uniquement sur une intercomparaison des sorties des différents modèles utilisés pour valider les résultats. Afin de contourner en partie ce problème et valider le mode d'utilisation du code SHDOM, des tests de validation avec des cas très simplifiés ont été menés. Par souci de concision ils ne sont pas présentés dans le présent rapport.

2 Le code SHDOM

Le code SHDOM permet de résoudre l'équation du transfert radiatif détaillée plus bas. Les différentes notions abordées au cours de ce rapport et les grandes lignes de la théorie des transferts radiatifs sont rappelés en annexe ¹.

¹annexe A

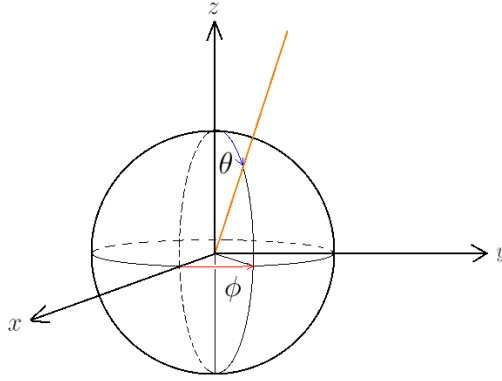


FIG. 3: Systèmes de coordonnées utilisé par la suite. On notera $\mu = \cos(\theta)$.

2.1 Principe

Le code SHDOM (Spherical Harmonics Discrete Ordinate Method) a été conçu par K. Franklin Evans de l'Université du Colorado pour permettre des calculs précis et tridimensionnels de transferts radiatifs dans les nuages. En effet, les nuages présentent des inhomogénéités importantes en termes de distributions spatiales et granulométriques, ce qui rend les calculs radiatifs plan-parallèles très approximatifs. K. Evans décrit en détail la méthode de calcul utilisée dans SHDOM dans une publication de validation de l'algorithme [4]. Comme son nom l'indique, SHDOM utilise une combinaison de deux méthodes : celle de la décomposition en harmoniques sphériques, et celle des ordonnées discrètes. Ces deux méthodes interviennent successivement dans le déroulement des calculs. Ce code est en accès libre sur le site internet <http://nit.colorado.edu/shdom.html>.

En trois dimensions, l'équation de transfert radiatif s'écrit de la manière suivante :

$$-\frac{1}{k^{ext}(\mathbf{s})} (\mathbf{u} \cdot \nabla) I(\mathbf{s}, \mathbf{u}) = I(\mathbf{s}, \mathbf{u}) - J(\mathbf{s}, \mathbf{u}) \quad (2)$$

où I est la luminance (en $\text{Wm}^{-2}\text{sr}^{-1}$), J la fonction source (mêmes unités), \mathbf{s} est le vecteur position, \mathbf{u} est un vecteur unitaire de direction angulaire de diffusion, et k^{ext} est le coefficient d'extinction volumique des particules présentes à la position \mathbf{s} (en m^{-1}).

SHDOM résout cette équation sous sa forme intégrale, en calculant la luminance pour chaque point de maille à partir de la fonction source pour un nombre d'ordonnées discrètes données en entrée de l'algorithme. Chaque itération de l'algorithme consiste en quatre étapes de calcul. Au début de chaque itération, l'algorithme dispose de la décomposition en harmoniques sphériques de la fonction source, qui s'écrit en chaque point de maille de la manière suivante :

$$J(\mu, \phi) = \sum_{l,m} Y_{lm}(\mu, \phi) J_{lm} \quad (3)$$

où Y_{lm} sont les fonctions harmoniques sphériques réelles orthonormales, et $\mu = \cos(\theta)$ et ϕ sont les coordonnées sphériques zénithales et azimuthales (voir la figure 3).

La première étape consiste à projeter les composantes de cette fonction source sur une grille gaussienne réduite de N_μ angles zénithaux μ_j et $N_\phi(j)$ angles azimuthaux tels que le nombre d'angles ϕ_j augmente lorsque $\mu = \cos(\theta)$ diminue. On obtient une fonction source

décomposée suivant des ordonnées discrètes utilisée au cours de la deuxième étape. Cette étape consiste à calculer la luminance I le long des ordonnées discrètes à partir d'une intégration de l'équation de transfert radiatif donnée par l'équation (4).

$$I(s) = \exp \left[- \int_0^s k(s') ds' \right] I(0) + \int_0^s \exp \left[- \int_{s'}^s k(t) dt \right] J(s') k(s') ds' \quad (4)$$

L'implémentation de ce calcul est détaillé dans l'annexe de l'article de K. Evans [4].

Une fois le champ de luminances calculé en chaque point du réseau, il est projeté à nouveau sur la base des harmoniques sphériques. Cette troisième étape facilite la quatrième étape du calcul qui consiste à déduire la fonction source utilisée pour l'itération suivante à partir du champ de luminances calculé au cours de l'itération actuelle. L'utilisation des harmoniques sphériques facilite largement le calcul car la part de la fonction source dépendant de la diffusion J^{scat} s'écrit très simplement en fonction de la luminance.

En effet, si on fait l'hypothèse que la diffusion ne dépendant que de l'angle Θ entre les directions incidente et partante, la fonction de diffusion $P(\mathbf{s}, \mathbf{u}_i, \mathbf{u}_d)$ peut simplement s'écrire $P(\cos(\Theta))$ et on peut décomposer P en une somme de polynômes de Legendre comme dans l'équation (5).

$$P(\cos(\Theta)) = \sum_{l=0}^{N_L} \chi_l \mathcal{P}_l(\cos(\Theta)) \quad (5)$$

Sur la base des harmoniques sphériques, les composantes de J^{scat} peuvent s'écrire :

$$J_{lm}^{scat} = \frac{\omega \chi_l}{2l+1} I_{lm} \quad (6)$$

où ω est l'albédo de diffusion simple.

Il suffit alors d'ajouter un deuxième terme à la fonction source caractérisant la source solaire ou thermique de rayonnement pour retrouver la fonction source complète. La condition d'arrêt est remplie si la différence moyenne quadratique entre deux calculs consécutifs du champ de fonction source est inférieure à une valeur donnée en entrée de l'algorithme.

2.2 Mode opératoire

L'utilisation de SHDOM est détaillée dans l'aide consultable en ligne sur le site <http://nit.colorado.edu/shdom.html>. Dans cette sous-partie est détaillé le mode opératoire utilisé dans le cas de notre étude.

2.2.1 Calculs préliminaires à l'utilisation de SHDOM

La première phase de la mise en œuvre du code SHDOM consiste en plusieurs étapes.

1. Un fichier contenant les propriétés microphysiques du milieu, c'est-à-dire pour chaque maille le rayon effectif (en microns) et le contenu massique (en g.m^{-3}) des particules de glace est créé en post-traitement des sorties Méso-NH. Ce fichier est le fichier ".part".
2. En parallèle, un programme annexe à SHDOM calcule les propriétés radiatives (coefficient d'extinction volumique pour une masse de 1 g.m^{-3} , albédo de diffusion simple et décomposition en série de Legendre de la fonction de phase de diffusion

Espèce	Rapport de mélange (ppmv)
CO_2	370
CH_4	1.70
N_2O	0.3

TAB. 1: Valeurs des rapports de mélange pris pour les espèces minoritaires prises en compte dans SHDOM pour le calcul de l'absorption moléculaire.

P) pour un type de distribution (lognormale ou gamma) et différents rayons effectifs de particules donnés en entrée. Ces données sont rangées dans des fichiers appelées tables de Mie. Les calculs sont faits en utilisant la théorie de diffusion de Mie.

3. A partir du fichier “.part” et des tables de Mie, une fonction de SHDOM appelée “propgen” calcule en chaque point de maille les propriétés optiques (coefficient d’extinction volumique, albédo de diffusion simple, fonction de phase de diffusion) du milieu en interpolant les données des tables de Mie pour s’adapter au rayon effectif donné pour la maille. Ces informations sont rangées dans un fichier “.prp” contenant pour chaque maille du domaine les propriétés optiques nécessaires au calcul de transfert radiatif.

Ces calculs sont effectués soit à une longueur d’onde donnée, soit en intégrant les propriétés optiques sur un domaine spectral lorsque les calculs sont faits sur un domaine spectral complet (solaire ou thermique).

Une fois le (ou les) fichiers “.prp” calculés, l’algorithme de SHDOM est mis en oeuvre afin de déterminer les luminances, les flux montants et descendants et le taux de chauffage en tout point du domaine.

2.2.2 Paramètres d’entrée

Certains paramètres d’entrée doivent être spécifiés au cours des différentes étapes du calcul radiatif avec SHDOM. Le code permet de prendre en compte l’absorption moléculaire pour les principaux gaz traces absorbants à l’aide de la méthode CKD (voir le paragraphe A.3.2 en annexe). A cette fin, un fichier d’entrée spécifiant les profils verticaux de température, pression, densité de l’air et concentrations massiques en vapeur d’eau et ozone est nécessaire. On donne également un rapport de mélange dans l’atmosphère pour CO_2 , CH_4 et N_2O . Les particules d’eau ou de glace sont souvent présentes seulement sur une étendue verticale limitée, il faut donc préciser les niveaux verticaux additionnels à prendre en compte pour le calcul radiatif. Ce choix de niveaux est important : un plus grand nombre de niveaux rend le calcul plus exact, mais au prix d’un nombre de points de maille plus élevé.

Le profil utilisé dans le cadre de l’étude est un profil recomposé à partir des sorties du modèle Méso-NH pour les altitudes de modélisation du contrail (entre 10 et 11,5 km), de calculs thermodynamiques pour les altitudes en-dessous, et d’un profil type mesuré au-dessus de Biscarosse pour les altitudes au-dessus du domaine de modélisation de Méso-NH. Les profils de température, de masse volumique de l’air, de vapeur d’eau et d’ozone ainsi obtenus sont montrés figure 4. On a pris comme valeurs des rapports de mélange des gaz à effet de serre à longue durée de vie celles données dans le tableau 1.

Afin de limiter la taille des fichiers “.prp”, les différentes fonctions de phase de diffusion sont décomposées en séries de Legendre. Les décompositions sont données en début de

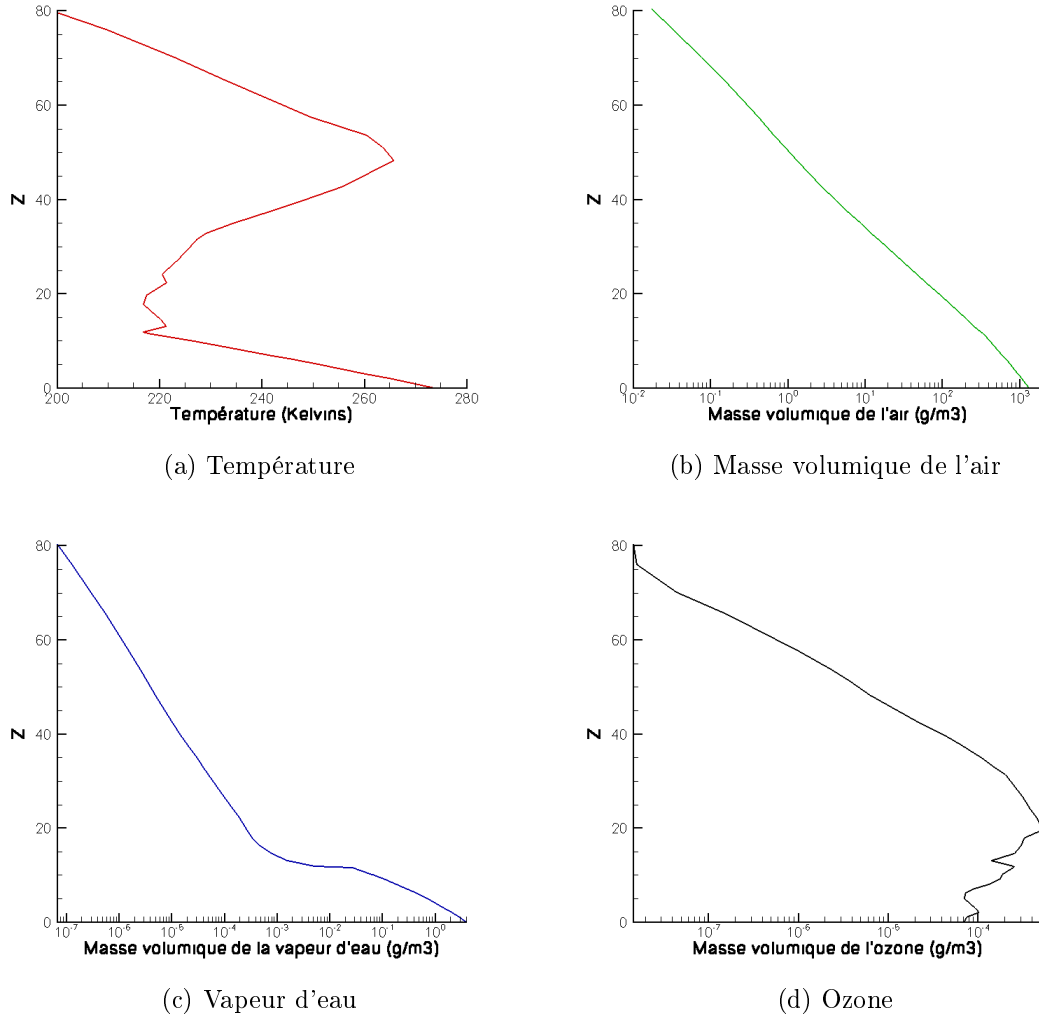


FIG. 4: Profils atmosphériques en fonction de l'altitude (en km) de température, masse volumique de l'air, masse volumique de vapeur d'eau et d'ozone dans lesquels on insère le contrafil étudié.

fichier avec un numéro d'ordre, et pour chaque maille on ne donne que le numéro correspondant à la fonction de phase. Cette décomposition n'est pas exacte et est tronquée à partir d'une certaine valeur de tolérance d'erreur. On limite également le nombre de fonctions de phase possibles pour limiter la taille des fichiers. Ces réglages sont faits en entrée de la procédure "propgen".

Avant de lancer le calcul radiatif SHDOM à proprement parler, il faut là encore spécifier plusieurs paramètres, notamment le seuil de convergence (la condition d'arrêt de l'algorithme décrit plus haut), le nombre d'angles N_μ et N_ϕ à prendre en compte, et les conditions aux bords du domaine. Les conditions à $z = 0$ sont décrites par un albédo de surface (dans le domaine solaire) ou une température de surface T_s et une émissivité ϵ (dans le thermique, où l'hypothèse est celle d'une émission lambertienne de flux $\epsilon\sigma T_s^4$, où σ est la constante de Stefan). Il n'y a pas de réflexion sur le haut du domaine. Sur les bords en x et y , on peut soit considérer que le domaine est périodique, et que le rayonnement sortant en $(x, y = y_{max})$ rentre avec la même incidence en $(x, y = y_0)$, soit que le

domaine est ouvert. Dans le cadre de notre étude, le contrail étant dirigé suivant l'axe O_x et la taille du domaine suivant cet axe étant très limitée, la périodicité en x était un choix évident. Pour les conditions au bord en y , on a aussi choisi (sauf mention du contraire) des conditions périodiques.

2.2.3 Sorties

SHDOM calcule directement la luminance en chaque point de maille pour une altitude et des directions (μ, ϕ) précisées en entrée. Les flux montants et descendants sont déduits de la luminance à partir des équations (8). Dans le cadre de cette étude, nous nous sommes intéressés aux profils verticaux des flux montants et descendants ainsi qu'au taux de chauffage local, nécessitant de calculer des sorties en chaque point de maille.

$$F_\lambda^\uparrow = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I_\lambda(\mu, \phi) \mu \, d\mu \, d\phi \quad (7)$$

$$F_\lambda^\downarrow = \int_0^{2\pi} \int_0^{-1} I_\lambda(\mu, \phi) \mu \, d\mu \, d\phi \quad (8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_p} \nabla \cdot F^{net} = \frac{RT}{C_p p} \nabla \cdot F^{net} \quad (9)$$

Le taux de chauffage en chaque point de maille est calculé à partir de la divergence du flux net (défini dans ce rapport comme la différence entre le flux montant et le flux descendant) suivant la formule (9)². La divergence du flux net est directement calculée à partir du coefficient d'extinction volumique k^{ext} , de l'albédo de diffusion simple ω , et la luminance moyenne \bar{I} . La luminance moyenne provient de la décomposition en harmoniques sphériques : $\bar{I} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} I_{l=0, m=0}$. La divergence du flux net s'écrit donc pour le spectre solaire :

$$-\nabla \cdot F_{net} = k(1 - \omega) \left[4\pi \bar{I} + \frac{F_0}{\mu_0} e^{-\tau_s} \right] \quad (10)$$

où τ_s est l'épaisseur optique entre le sommet de l'atmosphère et le point considéré suivant la direction du flux solaire direct incident F_0 , et μ_0 est le cosinus de l'angle zénithal solaire θ_0 .

Pour le spectre thermique, la divergence du flux net s'écrit :

$$-\nabla \cdot F_{net} = k(1 - \omega) [4\pi \bar{I} - 4\pi B(T)] \quad (11)$$

où $B(T)$ est la fonction de Planck pour la température T de la maille.

2.3 Le code SHDOMPP (plan parallèle)

Le code SHDOMPP est une version plan-parallèle de SHDOM. Les propriétés du milieu sont prises en compte sur une seule dimension verticale suivant des couches homogènes et non plus en interpolant des valeurs sur un réseau 3-D. Les données d'entrée se résument aux températures et altitudes des niveaux verticaux considérés, à la densité massique de

²On se reportera à l'annexe A pour plus de détails sur ces équations

particules (eau ou glace) et au chemin optique intégré (appelé “liquid water path” ou LWP pour l’eau, “ice water path” ou IWP pour la glace) pour chaque couche située entre deux niveaux.

D’un point de vue pratique, SHDOMPP ne calcule pas de taux de chauffage, mais uniquement les luminances et les flux montants et descendants. Par contre, le code est prévu pour effectuer des calculs sur un spectre élargi, et on peut donc utiliser les mêmes méthodes d’intégration spectrale des coefficients d’absorption que pour SHDOM, ce qui simplifie la comparaison des résultats.

Le calcul des taux de chauffage à partir des flux obtenus en sortie de SHDOMPP sont donc effectués en post-traitement à partir de l’équation (25) donnée en annexe.

Deuxième partie

Transferts radiatifs dans un contrail
avec SHDOM

3 Description du contrail modélisé

3.1 Champs 3D de sortie de Méso-NH

La modélisation utilisée pour l'étude des transferts radiatifs est une coupe transversale du contrail qui correspond à un âge du contrail de 2120 secondes. Le domaine de modélisation du contrail mesure 500 mètres de long (le long de l'axe de vol), 4000 mètres de large, et 1500 mètres de haut. Il est situé entre 10 et 11,5 kilomètres d'altitude. Les sorties de la modélisation développée par R. Paugam comporte des informations nécessaires au calcul des caractéristiques optiques du contrail.

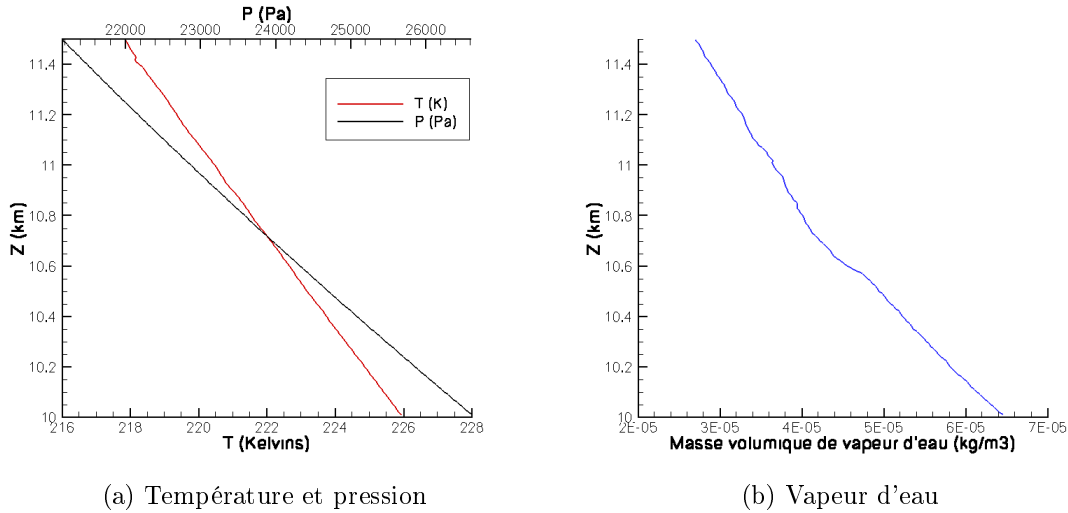


FIG. 5: Profils moyens de température (en K), pression (en Pa) et masse volumique de vapeur d'eau (en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$) calculés en sortie de Méso-NH.

La figure 5 montre les profils verticaux moyens de température, pression et masse volumique de vapeur d'eau dans le domaine de modélisation de Méso-NH. Les profils moyens de température et de pression ne sont pas affectés de manière visible par le contrail. On voit l'impact du contrail sur le profil de masse volumique de vapeur d'eau, la formation de particules de glace ayant tendance à diminuer celle-ci par rapport à la valeur attendue. La figure 6 montre la différence entre les champs 3-D et les profils moyens de la figure 5, visualisée en $x = 0$. On y voit donc les fluctuations de température, pression et masse volumique de vapeur d'eau par rapport aux valeurs moyennes à l'altitude donnée. Cette figure montre que les fluctuations du champ de pression sont négligeables par rapport aux valeurs moyennes de celui-ci. Concernant la température, les fluctuations atteignent par endroits 5 K, mais les échanges radiatifs devraient rapidement les égaliser. Pour la vapeur d'eau, on voit très nettement le bord du contrail, caractérisé par un déficit en masse

volumique de vapeur d'eau par rapport au profil moyen qui atteint plus de $7 \cdot 10^{-6} \text{ kg.m}^{-3}$ (environ 20% de la valeur moyenne). Pour les calculs avec SHDOM, il faut donner en entrée des profils verticaux de température, de pression et de masse volumique de vapeur d'eau. On voit d'après les figures montrées ici que le choix des profils moyens est raisonnable. L'erreur la plus grande est pour la masse volumique de vapeur d'eau. Des simulations faites en prenant les valeurs maximales ou minimales de masse volumique de vapeur d'eau à une altitude donnée ont par ailleurs montré que ce choix n'influe que très faiblement sur les résultats. On retiendra donc par la suite les profils moyens comme entrées du modèle SHDOM.

La figure 7 page 16 représente une coupe transverse à l'abscisse $x = 250\text{m}$ du champ de masse volumique de glace ρ_i et du rayon moyen déduit de la masse de glace et du nombre de particules dans la maille \bar{r}_p . Ces figures proviennent de la thèse de R. Paugam [10]. On voit que le contrail s'étend sur plus d'1,5 km de large et environ 1 km de hauteur. Plus on va vers le centre du contrail, plus les particules sont petites, et plus la masse volumique est importante. Sur les bords du contrail, les particules mesurent plus de $30 \mu\text{m}$ alors qu'au centre elles ont un rayon moyen \bar{r}_p de moins de $10 \mu\text{m}$. Elles n'intégreront pas de la même manière suivant la longueur d'onde du rayonnement incident.

3.2 Distribution de particules et rayon effectif

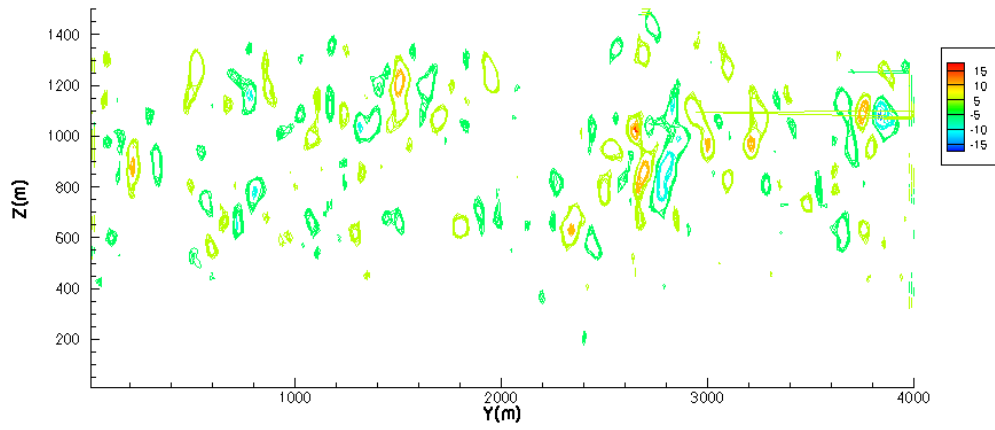
3.2.1 Choix du type de distribution

Le mode de calcul du rayon effectif des particules est déterminant pour le calcul de la diffusion et de l'absorption du rayonnement par le contrail. Il existe plusieurs définitions du rayon effectif (ou efficace) de particules de glace. Ces définitions dépendent de la forme des particules de glace considérées. Les calculs effectués avec Mésos-NH dans le cadre de la thèse de Ronan Paugam reposaient sur l'hypothèse de particules de glace sphériques. Nous avons donc gardé cette hypothèse pour les calculs avec SHDOM. Le calcul de la diffusion de Mie par les particules de glace est possible pour plusieurs formes de particules de glace pour le domaine solaire, et pour les particules sphériques dans le solaire et le thermique. Ce calcul est programmé dans le cas des particules sphériques pour deux types de distributions de particules :

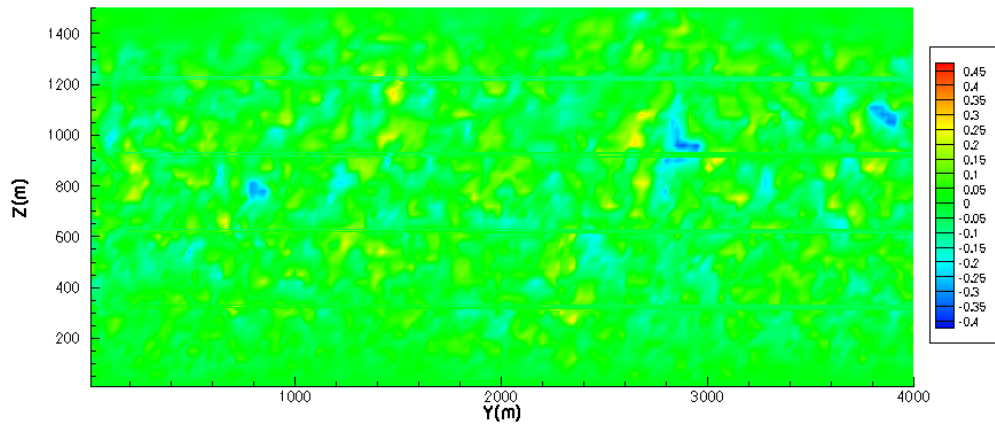
- *lognormale* où la fonction de densité de probabilité que le rayon d'une particule soit compris entre r et $r + dr$ s'écrit $f(r) = \frac{1}{r\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln r - \mu)^2}{2\sigma^2}\right)$
- *gamma* où $f(r)$ s'écrit sous la forme $f(r) = r^{\alpha-1} \frac{\beta^\alpha e^{-\beta \cdot r}}{\Gamma(\alpha)}$, et Γ désigne la fonction Gamma d'Euler³.

On donne en entrée du code SHDOM un rayon effectif des particules pour chaque point de maille ainsi que la distribution des particules de glace dans le nuage. Il faut donc déterminer la distribution des particules de glace à petite échelle à partir des informations dont nous disposons, à savoir \bar{r}_p et le nombre de particules en chaque point du domaine. L'hypothèse que nous avons utilisé dans cette étude pour pallier au manque de données sur la petite échelle est que la distribution des particules à grande échelle reflète celle à petite échelle. Nous avons donc calculé les jeux de paramètres $\{\mu, \sigma\}$ ainsi que $\{\alpha, \beta\}$ correspondant à la moyenne et la variance des rayons \bar{r}_p afin de déterminer les deux distributions théoriques correspondant à la distribution réelle de particules à grande échelle.

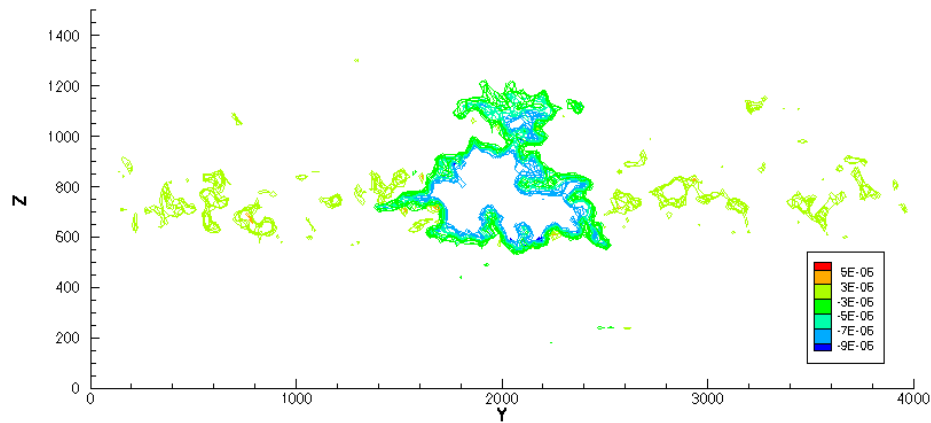
³définie par $\Gamma(z) = \int_0^{+\infty} t^{z-1} e^{-t} dt$



(a)



(b)



(c)

FIG. 6: Coupe transversale ($x = 0$) des écarts des champs de température (en K) (a), pression (en Pa) (b) et masse volumique de vapeur d'eau (en $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$) (c) par rapport aux profils moyens montrés figure 5.

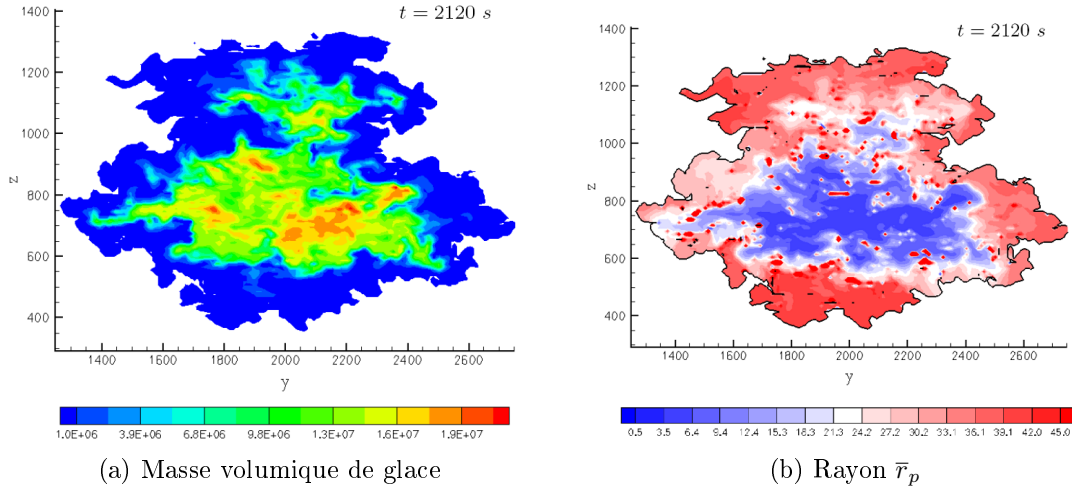


FIG. 7: Densité massique de glace ρ_i en kg.m^{-3} et rayon calculé à partir de la masse totale de glace dans la maille \bar{r}_p en μm , coupe transverse à l'abscisse $x = 250\text{m}$ du contrail. Figures tirées de [10].

Distribution théorique	Paramètres correspondants	Test de Kolmogorov
Gamma	$\alpha = 5.423$ $\beta = 0.853$	$d = 0.750$
Lognormale	$\sigma = 0.881$ $\mu = 1.461$	$d = 0.668$

TAB. 2: Calcul des paramètres théoriques de la distribution de \bar{r}_p dans le contrail, et valeur de la distance calculée par le test de Kolmogorov.

Ensuite, on a calculé une distance entre ces distributions théoriques et la distribution réelle en utilisant un test de Kolmogorov. Ce test a permis de choisir quelle distribution se rapprochait le plus de la distribution réelle, et de calculer la proximité entre ces deux distributions. Les résultats du test de Kolmogorov présentés dans le tableau 2 montrent qu'en réalité, la distribution de particules n'est ni lognormale ni gamma, mais l'erreur est moins grande en prenant une distribution de type lognormale. En effet, les distances calculées entre la distribution réelle et les distributions théoriques sont supérieures à la valeur de rejet à 99%, égale à $d_{99\%} = 1.630/\sqrt{n} = 0.231$ où $n = 50$ est le nombre d'intervalles $[r, r + dr]$ pris en compte dans le calcul⁴. Comme la distance entre la distribution réelle et la distribution lognormale est plus faible, on retient par la suite comme propriétés de la distribution de particules utilisées pour le calcul de la diffusion de Mie celles de la distribution lognormale ($\sigma = 0,881$, $\mu = 1,461$). Le même calcul effectué pour la distribution de particules aux autres pas de temps entre $t = 310\text{ s}$ et 2120 s ont montré que la distribution lognormale est plus adaptée pour tout t , et σ varie de $0,506$ à $0,881$ au cours du temps.

⁴voir annexe B pour plus de détails

3.2.2 Calcul des rayons effectifs à partir des sorties Meso-NH

Le rayon effectif d'un ensemble de particules est défini pour des particules sphériques de la manière suivante :

$$r_e = \frac{\int_0^\infty r^3 n(r) dr}{\int_0^\infty r^2 n(r) dr} \quad (12)$$

Dans le cas d'une distribution lognormale, on peut relier le rayon effectif ainsi défini avec le rayon \bar{r}_p par l'équation (13). Pour le contrail étudié ici on peut donc directement calculer le rayon effectif des particules en chaque point de maille à partir des sorties Meso-NH.

$$r_e = e^{\sigma^2} \bar{r}_p \quad (13)$$

La démonstration de cette relation est donnée en annexe⁵.

4 Flux et taux de chauffage dans le contrail

Dans cette partie nous montrons les résultats de modélisation des transferts radiatifs dans le contrail à $t = 2120$ s obtenus par SHDOM.

4.1 Epaisseur optique

La figure 8 page 18 montre l'épaisseur optique selon les directions verticale et transverse calculée pour deux bandes du spectre solaire, correspondant à la limite entre l'ultraviolet et le visible d'une part (bande 3, en haut), et une grande partie du spectre visible d'autre part (bande 4, en bas). La comparaison des épaisseurs optiques dans ces deux bandes spectrales montre la forte variation de celle-ci avec la longueur d'onde λ , surtout si on compare les figures (a) et (c). Dans la bande 3, l'épaisseur optique τ_z de la colonne atmosphérique est presque doublée par endroits par la présence du contrail, alors qu'elle n'augmente que de 30% au maximum dans la bande 4. Ce calcul détaillé de l'épaisseur optique pour les différentes bandes spectrales illustre l'aspect réducteur d'une paramétrisation n'utilisant qu'une ou deux épaisseurs optiques pour l'ensemble du spectre visible.

4.2 Flux radiatifs et taux de chauffage

4.2.1 Domaine solaire (SW)

Les résultats présentés ici sont ceux de référence obtenus pour l'ensemble du spectre solaire (parfois noté SW, ou "shortwave" par la suite), en présence du contrail décrit précédemment. Le réglage des paramètres pour le calcul des flux et taux de chauffage dans le domaine solaire est précisé dans le tableau 3.

La figure 9 page 19 montre les résultats obtenus pour les flux montants et descendants. On voit que le contrail atténue très nettement le flux descendant dans la colonne située en dessous de celui-ci, le flux descendant étant réduit d'environ 100 W/m^2 . Cette atténuation se répercute sur le flux montant (grandement dû à l'albédo de surface) des premiers mètres

⁵partie B

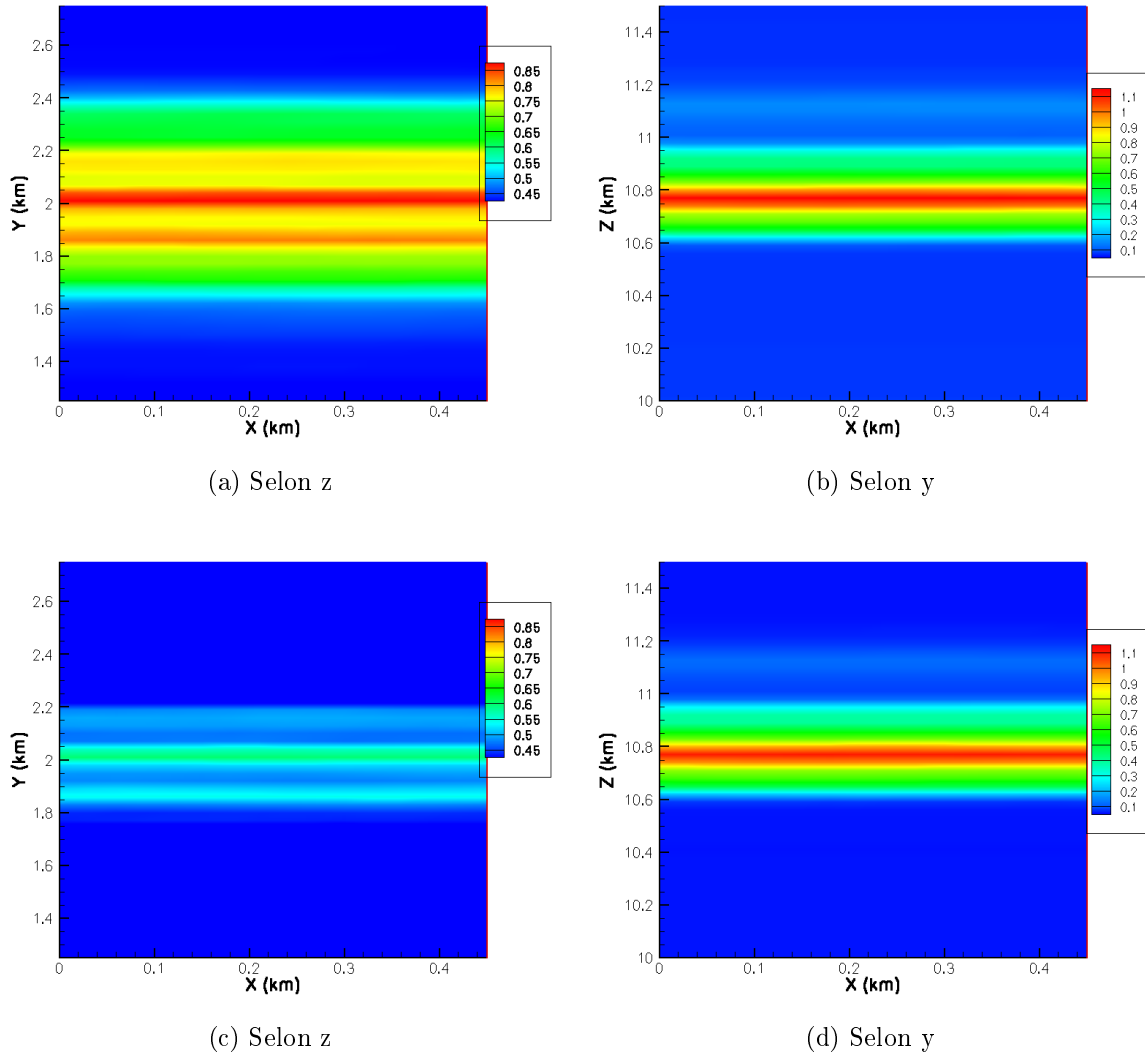


FIG. 8: Epaisseur optique suivant la direction verticale (z , à gauche) ou transverse (y , à droite) pour les deux bandes du spectre solaire ($\lambda(\text{nm}) \in [344; 440]$ en haut, $\lambda(\text{nm}) \in [440; 625]$ en bas).

Paramètre	Valeur
Conditions aux bords	Périodiques
Nombre de bandes spectrales	14
N_μ	16
N_ϕ	32
μ_0 cosinus de l'angle zénithal solaire	0.50
ϕ_0 angle azimuthal solaire	0.0
Albédo de surface	0.15
Flux solaire incident	1368.22W/m ²
Précision de la solution	10 ⁻⁴

TAB. 3: Réglage des paramètres du code SHDOM pour le domaine solaire.

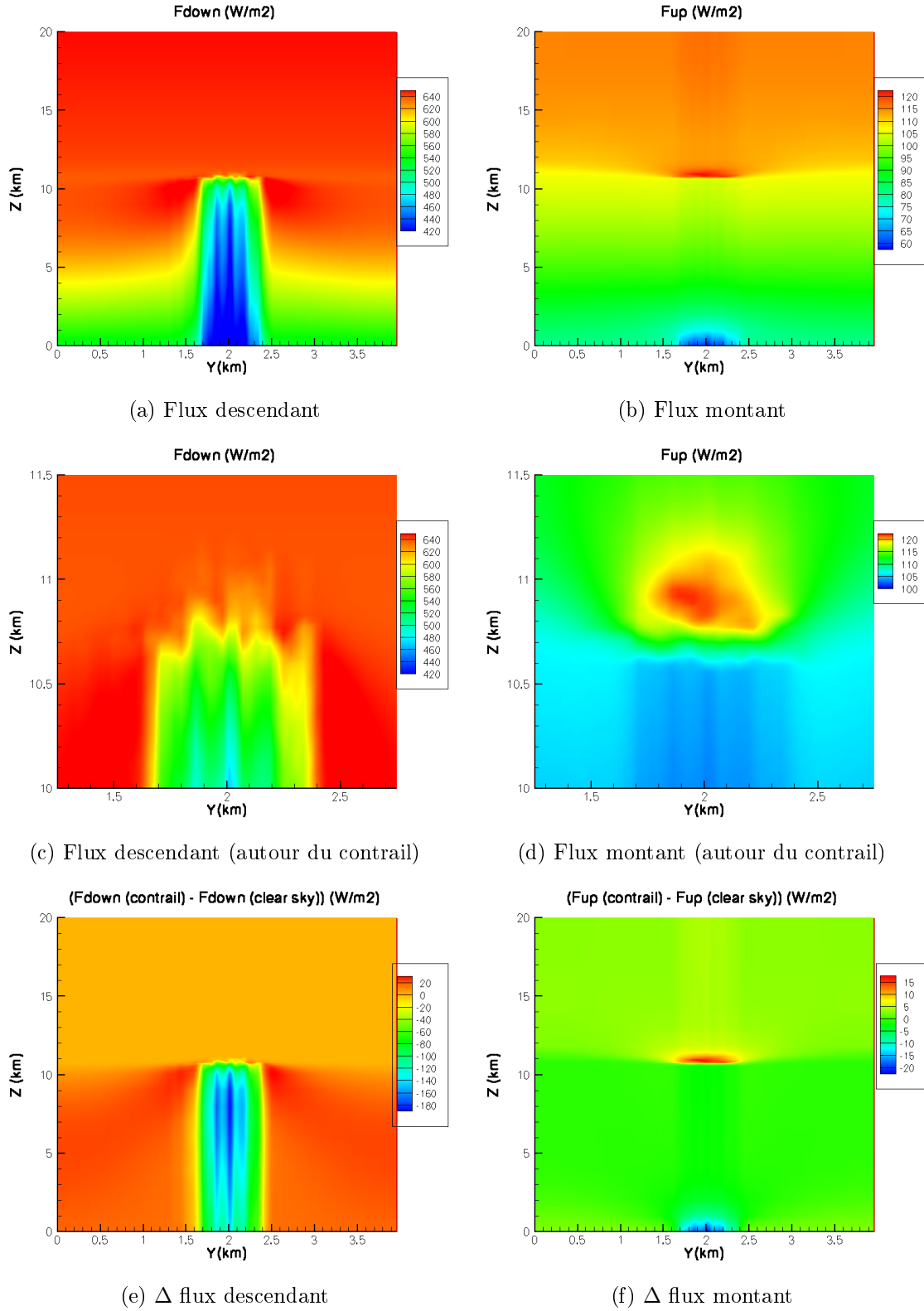


FIG. 9: Flux descendants et montants (coupe transversale à $x = 0$) dans le spectre solaire complet sur les premiers 20 km et toute la largeur du domaine ((a) et (b)). (c) et (d) montrent les mêmes champs centrés autour du contrail. (e) et (f) montrent la différence avec les flux montants et descendants en ciel clair (sans contrail). Simulation de référence utilisant les paramètres du tableau 3.

au-dessus de la surface. L'effet sur le flux montant est également notable aux alentours du nuage, puisque la réflexion du flux solaire incident augmente le flux montant d'une dizaine de W/m^2 au-dessus du nuage. Dans le bas du nuage, on a au contraire un flux montant plus faible, ceci étant encore dû à l'atténuation du flux descendant. En somme, l'effet du contrail dans le domaine solaire est comme prévu : il atténue le rayonnement solaire incident en réfléchissant une partie vers le haut, et en absorbant une autre partie. Ceci se traduit par un taux de chauffage positif à l'intérieur du contrail, comme on le voit figure 10 (b) page 20. Le taux de chauffage est plus important au centre du contrail, là où la masse de glace est plus importante et le rayon des particules plus faible. Il atteint des valeurs supérieures à 8 K/jour. Il est intéressant de comparer la répartition spatiale du taux de chauffage avec celles de la masse volumique de glace et du rayon \bar{r}_p montrées figure 7. On retrouve des structures similaires.

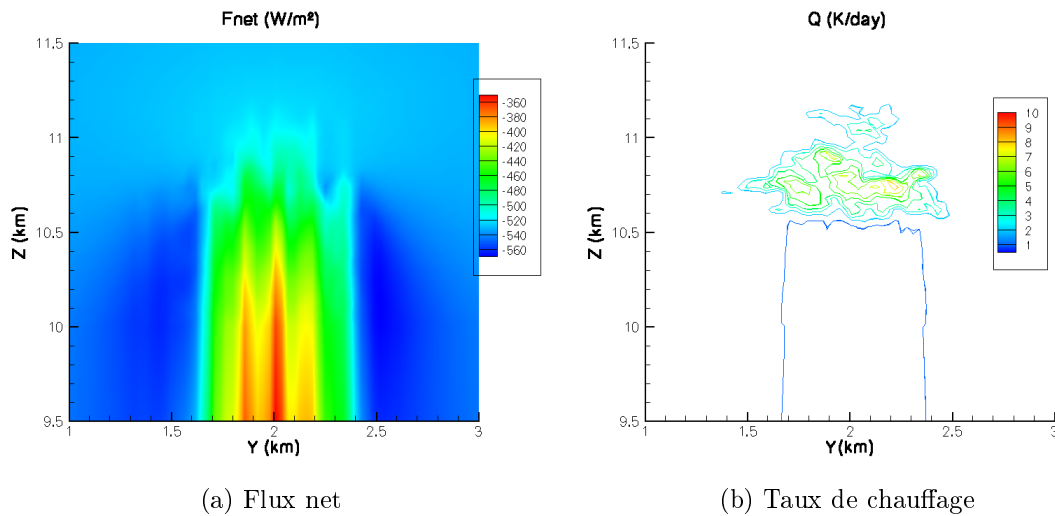


FIG. 10: Flux net et taux de chauffage dans le spectre solaire complet à $x = 0$, centré sur le contrail. Les paramètres sont ceux du tableau 3.

Afin d'étudier plus en détail le lien entre ces quantités, on a représenté le taux de chauffage calculé en chaque point de maille en fonction de la masse volumique de glace pour plusieurs angles zénithaux. La figure 11 (a) montre le nuage de points obtenus dans le cas de référence présenté ici ($\mu_0 = 0,5$ et $\phi_0 = 0^\circ$), ainsi que la courbe de régression quadratique des données selon les moindres carrés. On voit que la courbe de régression traduit bien la tendance de variation du taux de chauffage avec la masse volumique de glace, même si le faisceau de points s'élargit considérablement lorsque la masse volumique augmente. Ainsi, pour une masse volumique de glace d'environ $10^{-2} g/m^3$, on observe des taux de chauffage locaux pouvant varier de 3 à 8 K/jour. Toutefois, la généralisation d'une telle régression à d'autres rayons effectifs pourrait permettre d'améliorer les estimations de taux de chauffage solaire dans un contrail sans devoir faire appel à un modèle radiatif complexe, par exemple lors de simulations numériques de l'évolution du contrail. La figure 11 (b) montre les courbes de régression quadratique obtenues pour quatre angles zénithaux différents. Ces courbes traduisent la dépendance du taux de chauffage en fonction de l'angle zénithal (plus μ_0 est grand, donc plus θ est petit, plus le taux de chauffage pour une masse volumique de glace donnée est important). A noter que la même adéquation des courbes aux données que celle montrée figure (a) a été observée pour les autres angles

zénithaux.

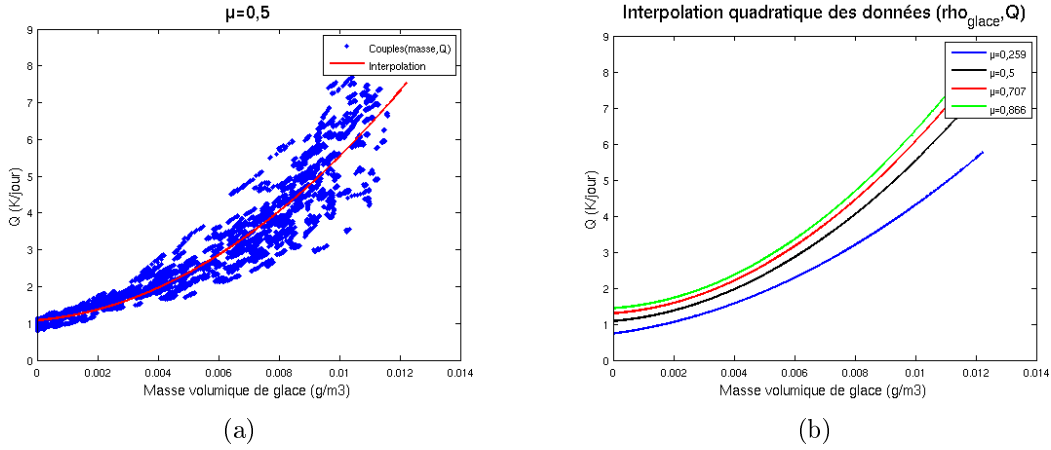


FIG. 11: (a) Taux de chauffage dans le solaire en fonction de la masse volumique de glace, et régression quadratique des données. (b) Régression quadratique des mêmes données que (a), mais pour quatre angles zénithaux différents.

4.2.2 Domaine thermique (LW)

Le tableau 4 donne le réglage des paramètres pour le calcul sur l'ensemble du spectre thermique (parfois noté LW, ou "longwave", par la suite). Les résultats sont montrés figure 12 page 22 et figure 13 page 23. Les graphiques (a) et (b) de la figure 12 permettent de constater que l'influence du contrail sur les flux montants et descendants loin du contrail (soit à la surface, soit au-dessus de la zone du contrail) est minimale. Contrairement au spectre solaire on ne note pas ou peu d'effet au sol. L'effet sur les flux est antinomique au cas du spectre solaire : dans la partie supérieure du contrail, le flux descendant n'est pas affecté tandis que le flux montant est atténué d'environ 10 W/m^2 . Dans la partie inférieure du contrail, le flux descendant est amplifié alors que le flux montant n'est pas affecté. Il est intéressant de remarquer que les zones du contrail où le rayonnement descendant est le plus amplifié et le rayonnement montant est le plus atténué ne coïncident pas, ce qui crée une zone intermédiaire où les deux effets se superposent et induit un taux de chauffage très différent entre le haut du contrail (entre 10,8 km et 11,2 km, où on observe un refroidissement plus marqué qu'à l'extérieur du contrail) et le bas du contrail (entre 10,6 km et 10,8 km, où on observe un réchauffement pouvant atteindre 3 K/jour).

Paramètre	Valeur
Conditions aux bords	Périodiques
Nombre de bandes spectrales	16
N_μ	16
N_ϕ	32
Emissivité de surface	1.0
Température de surface	273.6 K
Précision de la solution	10^{-4}

TAB. 4: Réglage des paramètres du code SHDOM pour le domaine thermique

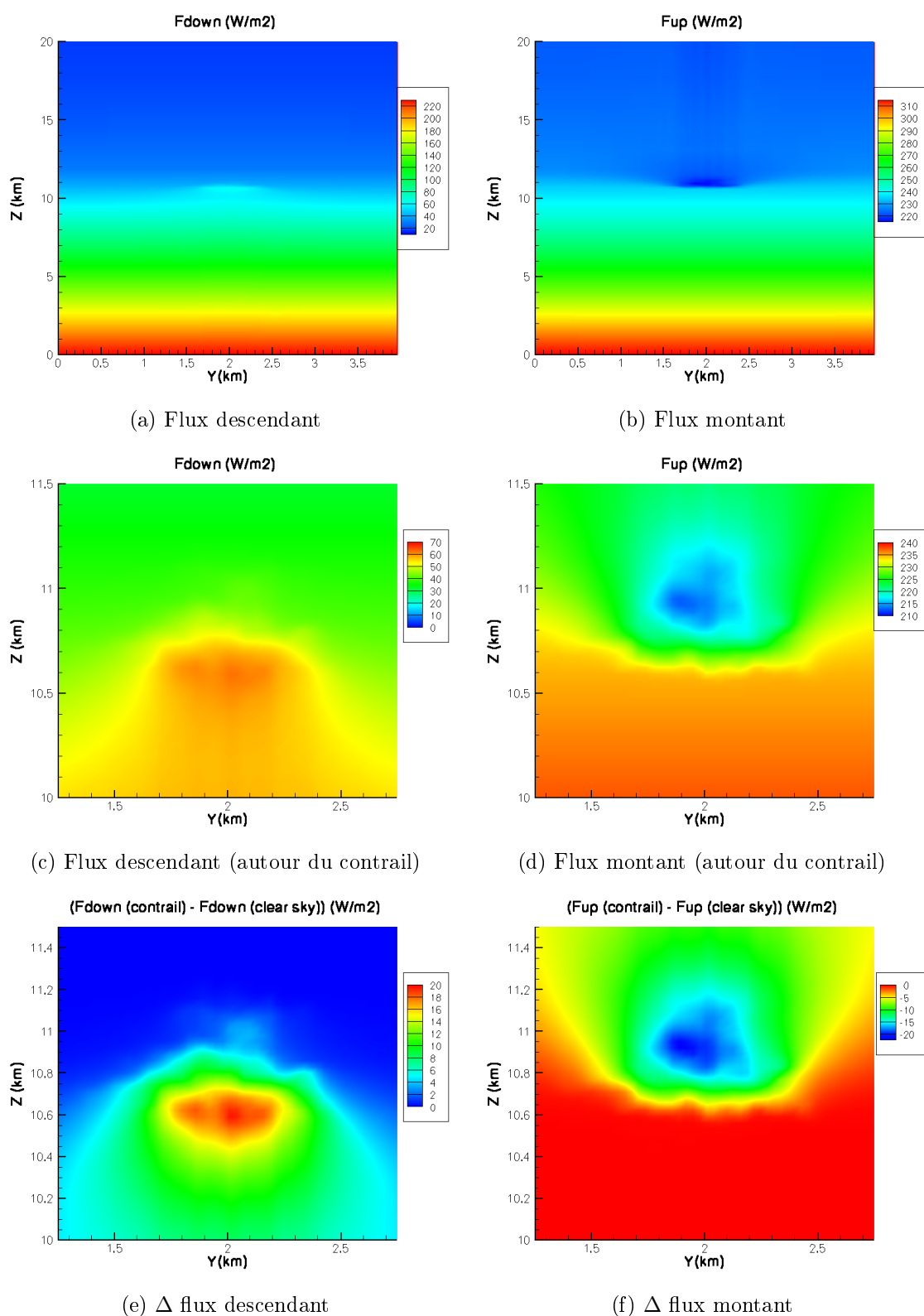


FIG. 12: Idem que la figure 9 mais pour le spectre thermique. Simulation de référence utilisant les paramètres du tableau 4. (e) et (f) sont centrées autour du contrail.

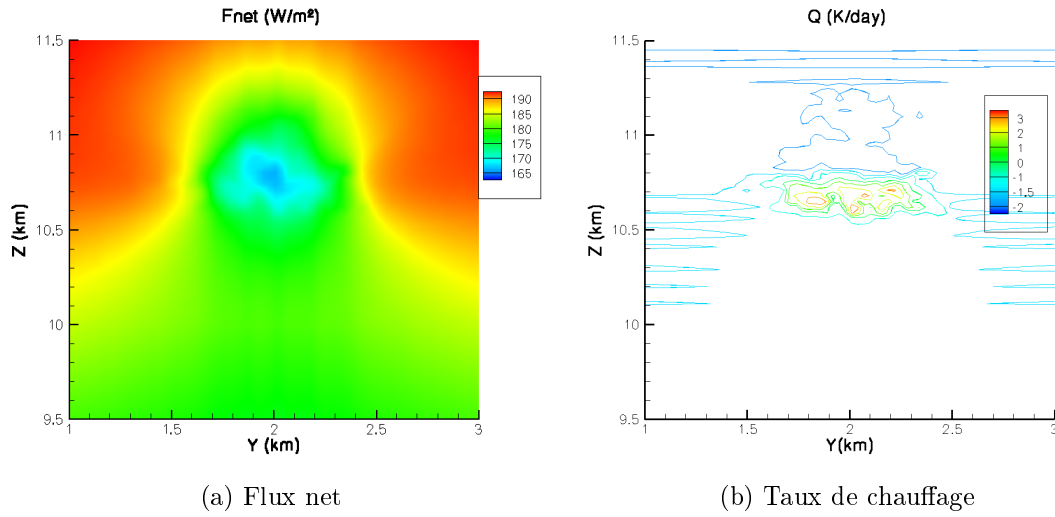


FIG. 13: Flux net et taux de chauffage dans le spectre thermique complet en $x = 0$, centré sur le contrail. Les paramètres sont ceux du tableau 4.

Troisième partie

Comparaison de l'évaluation des transferts radiatifs par SHDOM, SHDOMPP et Arpège-1D SCM

5 Comparaison des sorties SHDOM et SHDOMPP

Dans cette partie nous nous intéressons à l'apport de la 3-D vis-à-vis de la modélisation plan-parallèle. Pour ceci, nous avons comparé les transferts radiatifs calculés par SHDOM avec ceux de la version plan-parallèle du modèle. Afin de comparer les deux méthodes de la manière la plus efficace qu'il soit, il convenait de se ramener à des conditions de modélisation les plus similaires possibles.

5.1 Choix de modélisation

On a choisi de comparer les résultats des simulations avec SHDOM et SHDOMPP pour des conditions aux bords de SHDOM périodiques en x et y , simulant ainsi plusieurs contrails parallèles répartis périodiquement selon l'axe y . Ces conditions sont celles qui se rapprochent le plus du cas plan-parallèle.

Le calcul des flux radiatifs par SHDOMPP nécessite de préciser pour chaque niveau vertical un rayon effectif et un contenu massique intégré de glace (IWP). Pour le rayon effectif, on a repris le même calcul que pour SHDOM, en utilisant l'équation (13). Ici, le rayon \bar{r}_p est déduit de la masse totale de glace et du nombre de particules du niveau considéré. Le choix du calcul du IWP a mené à deux types de modélisation différents :

- Pour le premier type de modélisation (mod 1), on a calculé l'IWP en prenant pour chaque niveau la masse totale de glace divisée par la surface (x,y) entière du domaine. Cela revient à étirer le nuage pour qu'il recouvre tout le domaine, la masse de glace par unité de surface est donc moins importante que celle calculée au niveau du contrail pour les simulations en trois dimensions.
- Pour le deuxième type de modélisation (mod 2), on a divisé la masse totale de glace par la surface horizontale occupée par la glace. On définit cette surface par l'ensemble des points (x, y) tels que la masse de glace dans la colonne verticale soit non nulle. Cette surface rapportée à la surface horizontale du domaine total permet de définir une couverture nuageuse. On effectue donc une combinaison linéaire des flux calculés dans ce cas et des flux calculés en ciel clair pondérée par la couverture nuageuse afin de déterminer le flux moyen sur le domaine. Cette méthode est plus proche de ce qui est fait dans les schémas radiatifs des modèles de circulation générale.

5.2 Résultats

Les comparaisons présentées dans cette section ne sont qu'une partie des simulations effectuées dans le cadre de cette étude. Un panorama plus complet des résultats est donné en annexe (partie D) sous forme de tableaux.

5.2.1 Flux

La figure 14 montre les résultats dans le domaine solaire des flux montant et descendant obtenus avec SHDOM (paramètres de référence donnés dans le tableau 3) moyennés sur l'ensemble du domaine et avec SHDOMPP (mod 1) pour une résolution verticale de 30 mètres dans le contraïl. La figure 15 montre ces résultats pour le domaine thermique avec les paramètres du tableau 4. Afin de mieux visualiser les différences de flux, ces profils sont centrés aux abords du contraïl, entre 9 et 16 km d'altitude.

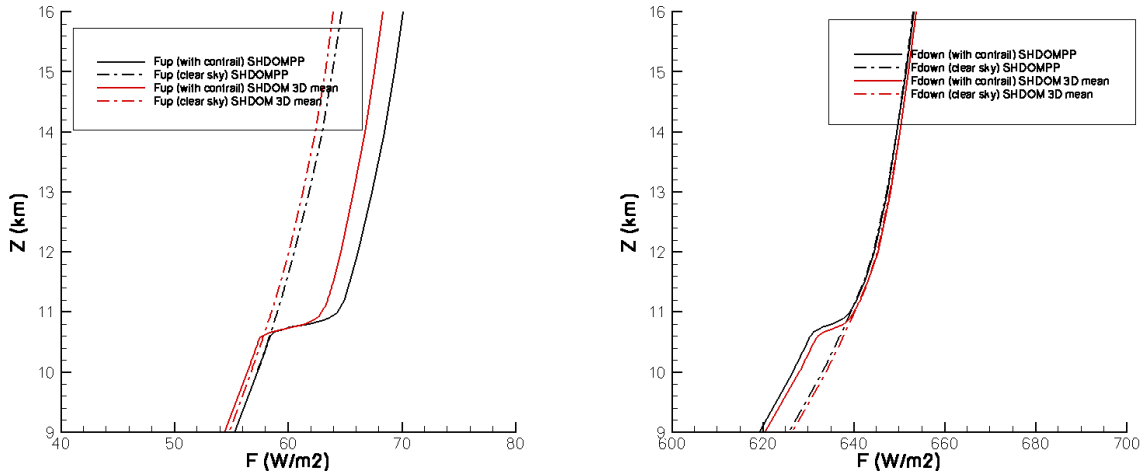


FIG. 14: Flux montant et descendant dans le domaine solaire ($\mu_0 = 0, 50$, $\phi_0 = 0^\circ$) en ciel clair et en présence du contraïl modélisé par SHDOM (moyenne des flux sur le domaine 3D périodique en x et y) et SHDOMPP (mod 1). Zoom aux abords du contraïl.

Dans le domaine solaire, on voit que SHDOMPP reproduit bien l'allure générale des profils de flux montants et descendants. Pour le flux descendant, une différence de l'ordre de 2 W/m^2 est à noter en dessous du contraïl, alors même qu'un léger décalage des flux existe déjà pour le ciel clair. Pour les flux montants, la différence est du même ordre, mais elle est plus importante si on la ramène à la valeur des flux. Alors que les flux montants en ciel clair et avec contraïl calculés par SHDOMPP sont quasiment superposables en dessous du contraïl, SHDOM3D calcule un flux montant légèrement inférieur à celui par temps clair dans le cas avec contraïl. On remarque également que l'impact du contraïl sur les flux est plus faible dans le cas de SHDOM3D que pour SHDOMPP.

Dans le domaine thermique, on constate en premier lieu que comme pour le solaire, l'accord entre les deux modèles n'est pas parfait, même pour les profils de ciel clair. Les flux montants prévus par SHDOMPP et SHDOM sont décalés d'environ 1 W/m^2 au niveau du sol. Juste en dessous du contraïl, le décalage atteint 2 W/m^2 , et il est amplifié au-dessus de celui-ci car les modèles ne prédisent pas exactement le même saut de flux montant au niveau du contraïl. Pour les flux descendants, on observe un décalage de 3 W/m^2 au niveau du sol (voir les résultats en annexe) entre les profils de ciel clair, qui persiste en présence d'un contraïl.

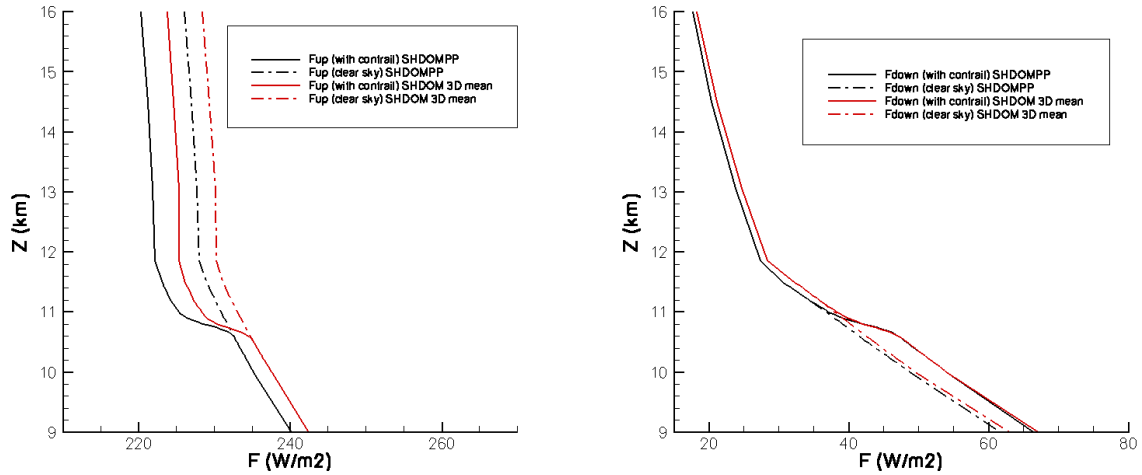


FIG. 15: Idem que la figure 15, mais pour le domaine thermique.

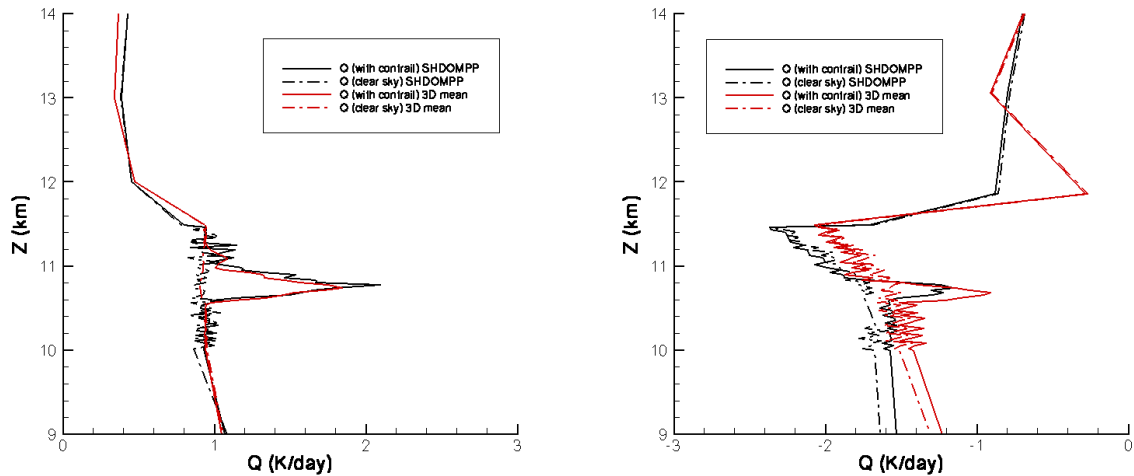


FIG. 16: Taux de chauffage dans le domaine solaire et thermique, en ciel clair et avec contrail, modélisé par SHDOM et SHDOMPP (mod 1).

5.2.2 Taux de chauffage

En regardant les taux de chauffage montrés figure 16 page 26, on voit que la présence du contrail induit une différence de taux de chauffage positive à la fois dans le domaine solaire et le domaine thermique. L'accord entre SHDOM et SHDOMPP (mod 1) est bon dans le domaine solaire. Pour le domaine thermique, on note un décalage des taux de chauffage calculés par SHDOM et ceux calculés par SHDOMPP en ciel clair et avec contrail. Contrairement au domaine solaire, l'effet du contrail est perceptible en-dehors de celui-ci, puisqu'au sol une différence des taux de chauffage correspondant à un réchauffement (ou du moins un moindre refroidissement) due à l'effet de serre est visible. Cette différence vaut environ 0.15K/ jour. On remarque que le taux de chauffage moyenné sur l'ensemble du domaine est négatif même en présence du contrail, le chauffage observé

dans le contrail (voir la figure 13) n'étant pas suffisant pour que l'ensemble de la couche chauffe dans le thermique.

5.2.3 Epaisseur optique

A partir des fichiers *.prp* et *.pp* contenant l'information sur les coefficients d'extinction utilisés par SHDOM et SHDOMPP (mod 1), on a calculé les épaisseurs optiques moyennes sur l'ensemble du domaine spatial pour chacune des bandes spectrales du domaine solaire et thermique. Les résultats sont montrés figure 17 page 27.

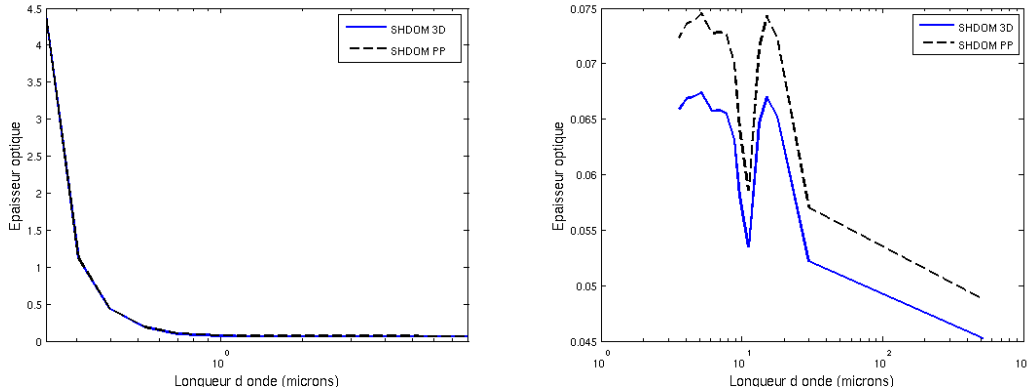


FIG. 17: Epaisseur optique totale (incluant la diffusion Rayleigh, mais sans absorption moléculaire) du contrail calculée pour les différentes bandes des domaines solaire et thermique par SHDOM *en bleu* et SHDOMPP (mod 1) *en tirets noirs* . En abscisse : la longueur d'onde (en microns) du centre de la bande, en ordonnée : l'épaisseur optique (sans dimension).

Il est intéressant de noter que les épaisseurs optiques sont très similaires dans le domaine solaire (la différence entre les valeurs calculées par SHDOM et SHDOMPP est négligeable par rapport aux valeurs de l'épaisseur optique), alors qu'il existe un décalage quasi-systématique d'environ $5 \cdot 10^{-3}$ entre les valeurs des deux modèles pour le thermique, qui peut représenter environ 10% de la valeur de l'épaisseur optique.

5.3 Influence de l'angle azimuthal

Un intérêt majeur des simulations en trois dimensions vis-à-vis des simulations plan-parallèle est la possibilité de faire varier la direction azimuthale du flux solaire incident. On observe ainsi l'impact de l'orientation du contrail (et donc de la direction dans laquelle se déplace l'avion qui l'a formé) sur l'impact radiatif de celui-ci. La figure 18 montre les résultats en termes d'impact du contrail sur le flux solaire net obtenus pour différents angles μ_0 et ϕ_0 , à différentes altitudes avec SHDOM, ainsi qu'avec les deux types de modélisation avec SHDOMPP utilisées. On voit que l'impact du contrail à 13 km et 80 km est très similaire. On retrouve pour tous les angles zénithaux le fait que SHDOMPP sur-estime l'impact du contrail dans le solaire et dans le thermique. Toutefois, le deuxième mode de calcul donne des résultats plus proches de ceux obtenus avec SHDOM. En regardant les différentes simulations avec SHDOM, on note que ϕ_0 a une grande influence sur les résultats. Au-dessus du contrail, on obtient une augmentation du flux net d'autant plus grande que ϕ_0 est grand (donc si le contrail est dans le plan formé par l'axe

vertical et l'axe du rayonnement solaire incident, l'impact sur le flux net au-dessus du contrail est moindre que s'il est perpendiculaire à ce plan). Au niveau du sol, le phénomène est inverse, puisque l'impact est le plus fort pour $\phi_0 = 0^\circ$. C'est également au sol que l'influence de l'angle azimuthal est la plus notable. Ces résultats montrent que l'utilisation d'un modèle plan-parallèle est une simplification qui est acceptable sous certaines conditions vis-à-vis de la modélisation en trois dimensions. Si l'on regarde les flux nets au-dessus du contrail, l'erreur relative de SHDOMPP reste faible par rapport à SHDOM, ceci quelque soit l'angle azimuthal choisi, mais pour les flux au niveau du sol on peut avoir une modélisation plan-parallèle très éloignée de la modélisation en trois dimensions, comme en témoigne par exemple l'écart entre les forçages calculés pour $\mu_0 = 0,259$.

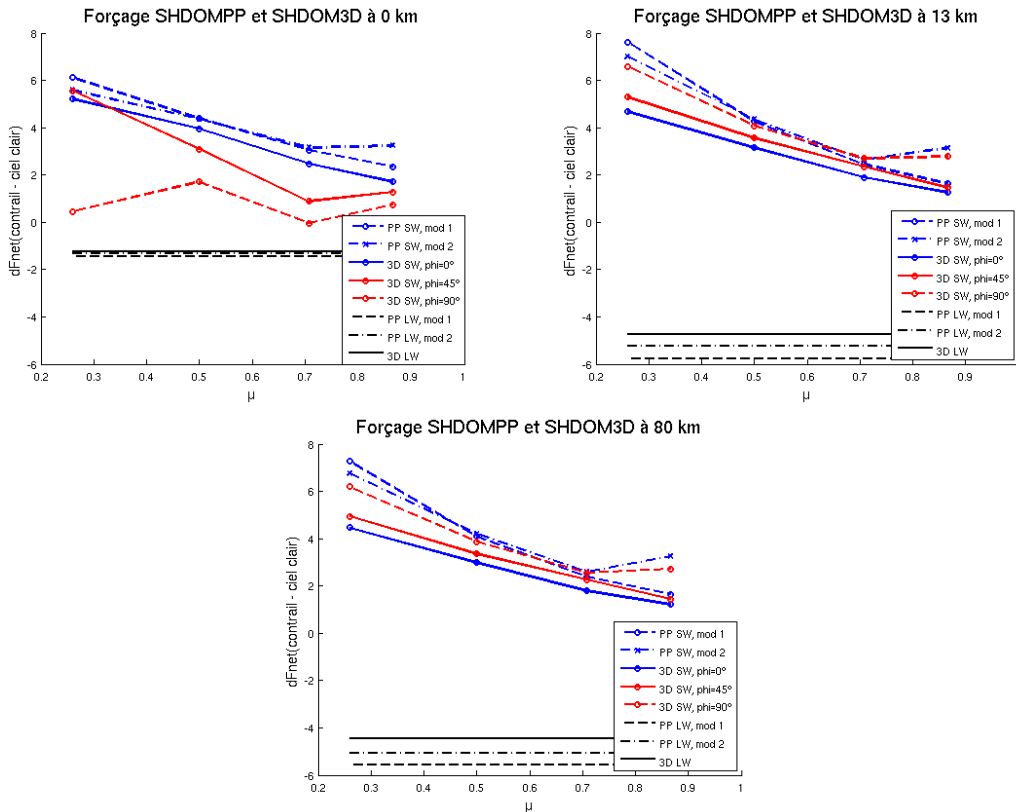


FIG. 18: Forçage dans les domaines solaire et thermique induit par le contrail à $t = 2120$ s, défini comme la différence du flux net avec le cas de ciel clair à l'altitude donnée (au sol, à 13,06 km et à 80,31 km) en fonction de l'angle zénithal, pour les deux types de modélisation avec SHDOMPP et plusieurs angles azimuthaux ($\phi_0 = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$) avec SHDOM.

Cette partie a permis de montrer l'impact du passage d'un modèle 3-D précis à une modélisation beaucoup plus simple (et nettement moins coûteuse en temps de calcul) qu'est la modélisation plan-parallèle. Sauf aux grands angles zénithaux dans le domaine solaire, SHDOMPP (mod 2) qui utilise la notion de couverture nuageuse donne de meilleurs résultats que (mod 1) qui étale le contrail sur tout le domaine horizontal modélisé. Si les résultats obtenus avec SHDOMPP restent assez proches de ceux calculés avec SHDOM ramenés à une moyenne sur l'ensemble du domaine, il est important de garder à l'esprit que l'importance des divergences entre ces deux modèles dépend de la modélisation choisie et de l'orientation du contrail par rapport au rayonnement solaire incident.

6 Evaluation du modèle Arpège-1D - SCM

Dans cette partie on examine les différences de modélisation entre SHDOMPP et le modèle Arpège-1D SCM après avoir validé les sorties SHDOMPP comme approximation raisonnable des sorties SHDOM moyennées sur l'ensemble du domaine.

6.1 Le code Arpège 1D - SCM (Single Column Model)

La version du code Arpège 1D-SCM utilisée ici est très simplifiée, puisqu'on ne prend pas en compte les forçages dynamiques et on regarde uniquement les transferts radiatifs. Il n'est donc utile que d'intégrer la partie du code relative à ces transferts radiatifs. Le schéma radiatif utilisé dans Arpège-1D est dérivé de celui de Fouquart et Morcrette utilisé au CEPMMT (Centre Européen de Prévisions Météorologiques à Moyen Terme, ou ECMWF en anglais) [9]. Dans le thermique, les nuages de glace ou d'eau liquide sont considérés comme étant des corps gris émettant des rayonnements montants et descendants en fonction du profil de température dans la couche nuageuse et des émissivités au sommet et à la base. Les émissivités sont calculées à partir de la paramétrisation de Smith et Shi [15] à partir du rayon effectif et de l'IWP. Dans le domaine solaire, la paramétrisation de Ebert et Curry [3] permet, toujours à partir du rayon effectif et de l'IWP, de calculer l'épaisseur optique τ , l'albédo de diffusion simple ω et le facteur d'asymétrie g . Les calculs sont simplifiés par rapport à ceux effectués pour l'obtention des propriétés optiques pour SHDOM et supposent des types de particules de glace et des distributions en tailles proches de celles des cirrus. Enfin, le modèle ne prend en compte que deux bandes différentes pour le domaine solaire et six bandes pour le thermique.

6.2 Changement d'échelle de modélisation

La modélisation des transferts radiatifs dans les contrails par Arpège est destinée à terme à être intégrée dans un modèle plus complet incluant des forçages dynamiques. Au vu de la complexité des calculs, il n'est pas envisageable de garder une résolution de 30 m pour ces simulations. Dans le cadre du projet QUANTIFY, les contrails sont modélisés dans Arpège par un seul rayon effectif et un IWP sur une couche d'un kilomètre d'épaisseur. L'idée de cette partie était de comparer des simulations SHDOMPP et Arpège afin d'évaluer l'erreur relative du modèle Arpège par rapport à SHDOMPP. Afin de rendre les modélisations comparables, il a donc fallu procéder à quelques changements dans les deux codes. On a retenu l'idée d'un contrail représenté par une seule couche de particules de glace, mais afin de pouvoir se baser sur les simulations à haute résolution faites précédemment on a pris une couche de 1,5 km d'épaisseur située entre 10 et 11,5 km d'altitude. Le mode de calcul du rayon effectif utilisé précédemment a été maintenu, en déduisant le rayon effectif de \bar{r}_p calculé sur l'ensemble du domaine de Mésos-NH. L'IWP de la couche a été pris égal à la somme des IWP de chaque couche de 30 m.

Bien évidemment cette baisse brutale de résolution n'est pas sans conséquences sur la qualité des modélisations de SHDOMPP. La figure 19 page 31 montre les différences de modélisation de flux entre les deux résolutions pour le contrail à $t = 2120$ s. La perte de précision dans la répartition verticale des particules de glace engendre une erreur relative dans les flux montants et descendants qui reste toutefois assez faible. L'impact sur les taux de chauffage paraît plus important (voir figure 20), mais si on moyenne le taux de

chauffage sur l'épaisseur totale de la couche, le résultat est du même ordre de grandeur entre les deux simulations. Globalement on peut dire que la modélisation du contrail avec une unique couche d'1,5 km parvient à reproduire l'essentiel des modifications de flux et de taux de chauffage observées à petite échelle.

6.3 Résultats

Afin de mieux visualiser les différences entre SHDOMPP et Arpège-1D les modélisations faites par la suite sont pour une couverture nuageuse du contrail de 100%.

6.3.1 Étude préliminaire à $t = 2120$ s

Afin d'avoir un premier aperçu des différences de modélisation entre SHDOMPP et Arpège-1D, des calculs de flux et de taux de chauffage en ciel clair et en présence du contrail à $t = 2120$ s ont été effectués. Les figures 21 page 33 et 22 page 34 montrent les résultats obtenus pour les flux et les taux de chauffage, respectivement. Dans le domaine solaire, des différences importantes de modélisation des flux sont à signaler, en particulier pour les flux montants. En effet, Arpège surestime très fortement la part du rayonnement solaire incident qui est réfléchi par le contrail. Il en résulte un saut de flux montant environ deux fois plus important que celui calculé par SHDOMPP. Dans le domaine thermique, la modélisation des flux par Arpège reproduit mieux celle de SHDOMPP. On constate un décalage d'environ 7 W/m^2 dans les flux montants au-dessus de 20 km d'altitude en ciel clair, qui est réduit à moins de 5 W/m^2 en présence du contrail. Ici encore, Arpège surestime légèrement l'impact du contrail sur les flux montants et descendants.

En termes de taux de chauffage, les deux modèles sont en assez bon accord dans le domaine solaire mais différent dans le domaine thermique. En effet, dans le solaire, les deux modèles prédisent un refroidissement de l'atmosphère en-dessous du contrail (le taux de chauffage en présence du contrail est pour chaque modèle inférieur au taux calculé sans contrail), un chauffage au niveau du contrail, et peu d'effet au-dessus du contrail. SHDOMPP donne une augmentation du taux de chauffage dans la couche du contrail plus importante qu'Arpège, et valant plus de 0,5 K par jour, tandis qu'Arpège prévoit une augmentation du taux de chauffage dans la couche du contrail mais également dans les deux couches en-dessous de celui-ci. Dans le domaine thermique, les deux modèles sont en accord en-dessous du contrail et prédisent tous deux une accentuation du refroidissement, tandis qu'ils diffèrent dans la couche du contrail. SHDOMPP prévoit un réchauffement léger relatif au cas de ciel clair (moins de 0,1 K par jour) alors qu'Arpège calcule une accentuation du refroidissement d'environ 0,5 K par jour.

Les divergences des deux modèles en termes de flux et taux de chauffage sont conséquentes. Elles peuvent provenir de plusieurs sources. Comme indiqué précédemment, Arpège modélise les transferts radiatifs en utilisant des paramétrisations pour déterminer les propriétés optiques des nuages de glace à partir du contenu en glace et du rayon effectif. Ensuite, le modèle calcule les transferts radiatifs en utilisant les propriétés optiques estimées pour chaque couche. Il y a donc deux étapes du calcul Arpège qui peuvent être sources de divergences.

Dans le domaine thermique, le modèle Arpège ne prend pas en compte la diffusion du rayonnement, contrairement à SHDOMPP. Ceci peut expliquer en partie les divergences observées. Faute de temps nous n'avons pas pu implémenter de version modifiée d'Arpège-

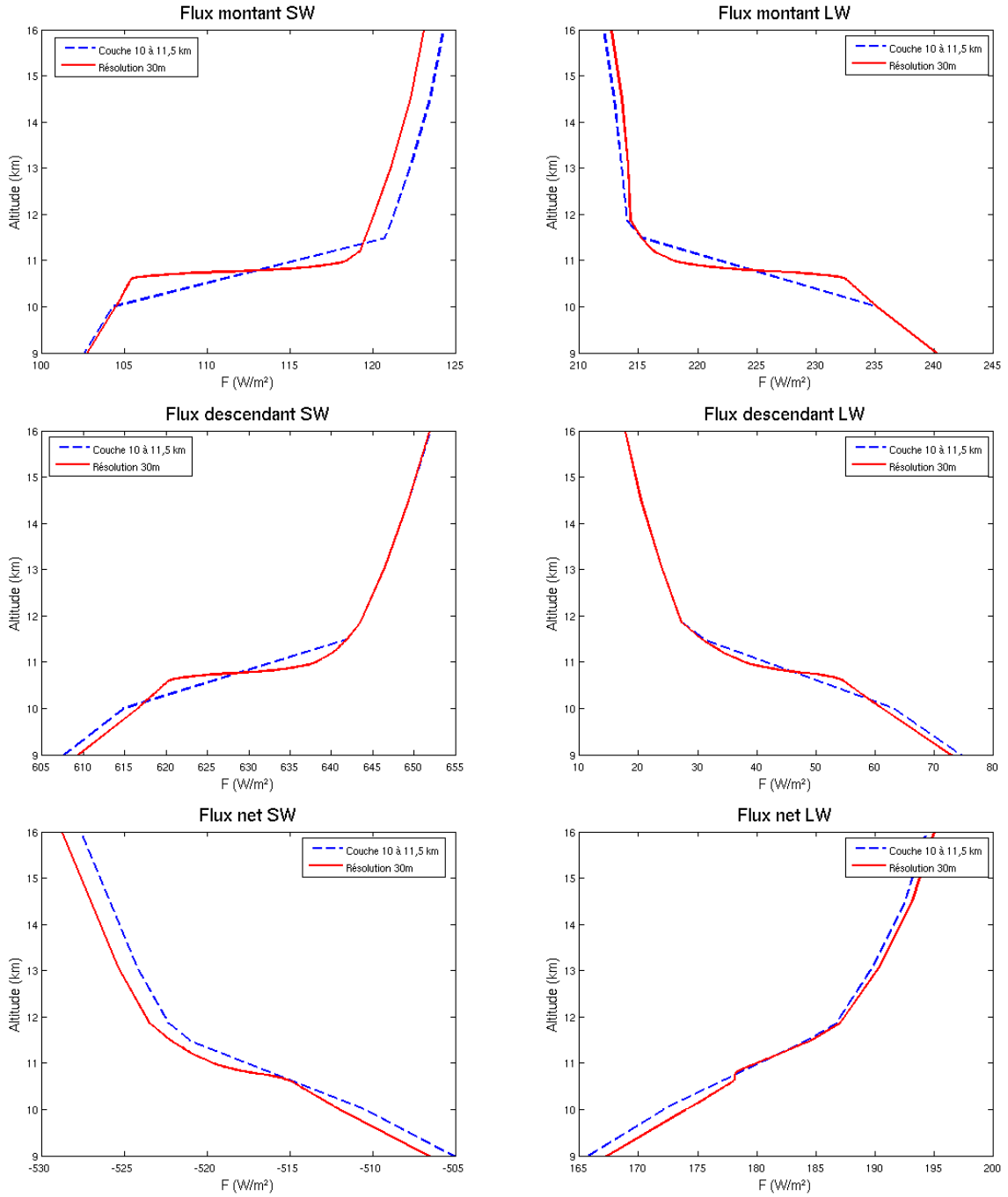


FIG. 19: Flux montant, descendant et net dans le domaine solaire ($\mu_0 = 0,50$, $\phi_0 = 0^\circ$) (à gauche), et dans le domaine thermique (à droite) modélisés par SHDOMPP pour un contraile caractérisé par une couche de 1,5 km (en pointillés bleus) ou plusieurs couches de 30 m d'épaisseur (en rouge, traits pleins).

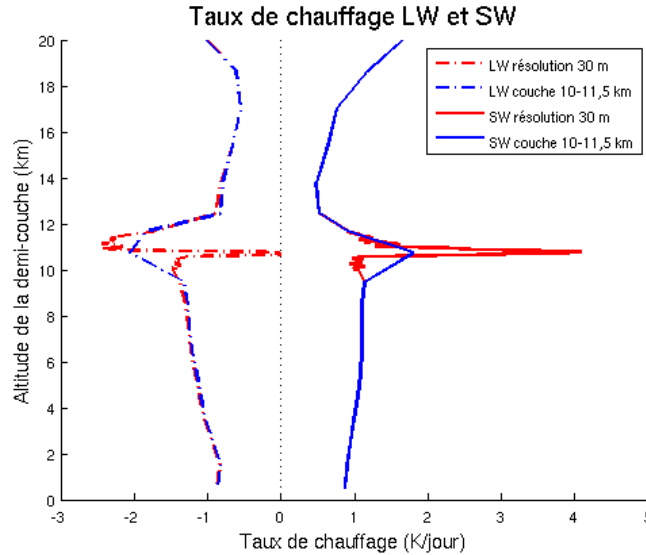


FIG. 20: Taux de chauffage dans les domaines solaire ($\mu_0 = 0,50$, $\phi_0 = 0^\circ$) (*traits pleins*) et thermique (*tirets*) calculés par SHDOMPP pour un contrail caractérisé par une couche de 1,5 km (*en bleu*) ou des couches de 30 m d'épaisseur (*en rouge*) .

1D prenant en compte la diffusion qui donne des résultats satisfaisants. Par la suite nous nous consacrons donc essentiellement aux résultats obtenus dans le domaine solaire.

La paramétrisation d'Ebert et Curry est celle utilisée dans le domaine solaire pour calculer les propriétés optiques des nuages de glace. Cette paramétrisation a été conçue pour des cirrus naturels, en prenant l'hypothèse de particules de glace cylindriques à base hexagonale [3]. Elle n'est donc pas adaptée au cas des contrails modélisés ici, car les particules sont supposées sphériques. Ceci peut être une des sources d'erreur d'Arpège vis-à-vis de SHDOMPP. La vérification de cette hypothèse fait l'objet de la sous-partie suivante.

6.3.2 Rayons équivalents Arpège - SHDOMPP

On a vu précédemment que la paramétrisation SW utilisée par Arpège n'était pas adaptée au cas des contrails. Afin d'évaluer l'influence de ce choix de paramétrisation, on a procédé à l'expérience suivante. On a repris l'ensemble des sorties Méso-NH de 310 à 2120 secondes (soit 11 simulations au total), et on a calculé pour chaque âge du contrail le rayon effectif correspondant à la distribution, la masse et le nombre de particules de glace modélisés. A partir de ces données, on a calculé les flux dans le SW avec SHDOMPP pour ces rayons et un IWP ramené à 1 g/m^2 , pour quatre angles zénithaux différents ($\theta = 30^\circ$, 45° , 60° et 75° , soit respectivement $\mu_0 = 0,866$, $0,707$, $0,5$ et $0,259$). Ensuite, on a intégré Arpège-1D avec le même IWP et les mêmes μ_0 pour des rayons différents de manière à déterminer quel rayon en entrée d'Arpège donne le même impact sur les flux montants, descendants et nets que SHDOMPP, c'est-à-dire tel que $\Delta F = F_{11,5\text{km}} - F_{10\text{km}}$ soit le même pour les deux modélisations. Les résultats sont montrés figure 23 page 35.

Les résultats obtenus confirment la grande divergence entre les deux modèles. Pour les flux descendants, on ne peut pas relier facilement le rayon "équivalent" Arpège-1D au rayon effectif et à l'angle zénithal. On voit toutefois que le rayon équivalent Arpège-1D

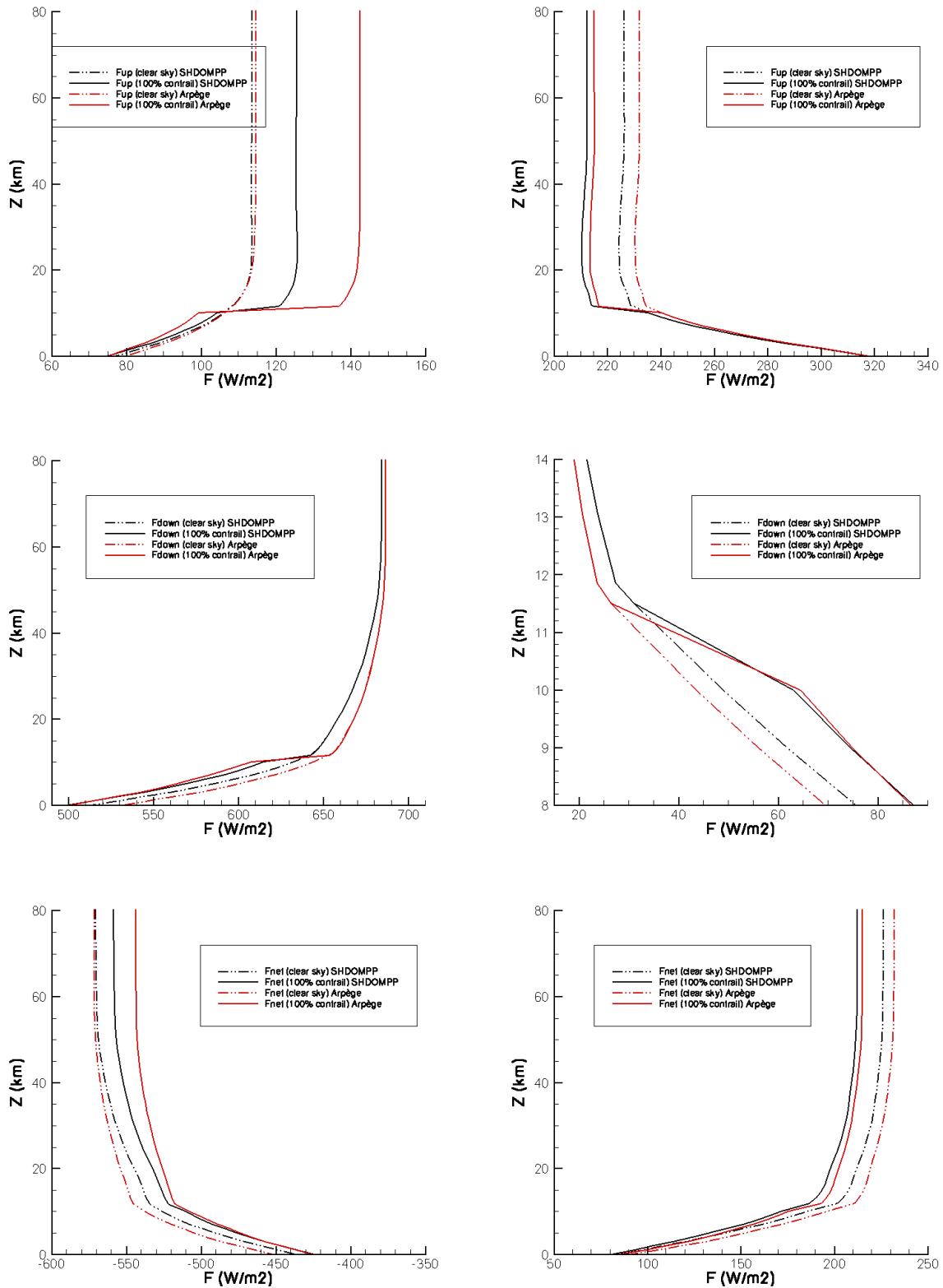


FIG. 21: Flux montant, descendant et net dans le domaine solaire ($\mu_0 = 0, 50$) à gauche, et dans le domaine thermique (à droite) en ciel clair et en présence d'un contrail modélisé sur une couche de 1,5 km par SHDOMPP (en noir) et Arpège-1D (en rouge).

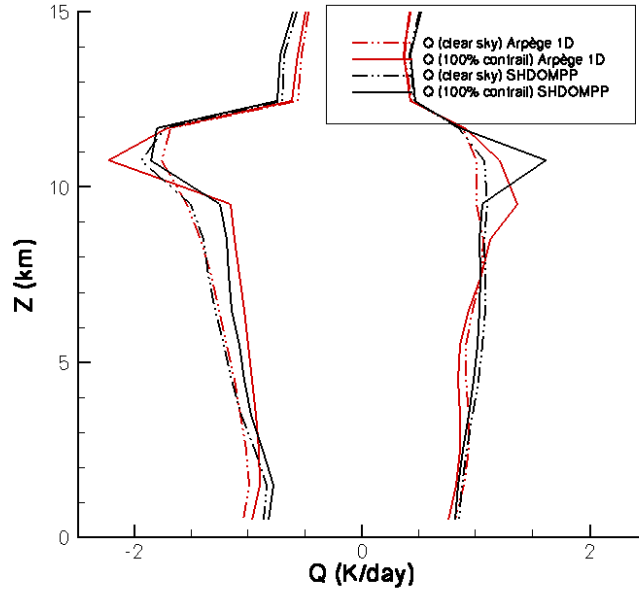


FIG. 22: Taux de chauffage dans les domaines solaire ($\mu_0 = 0,50$) (*valeurs positives*) et thermique (*valeurs négatives*) calculés par SHDOMPP (*en noir*) et Arpège-1D (*en rouge*) en ciel clair et en présence d'un contrail modélisé par une couche de 1,5 km.

est toujours nettement supérieur au rayon effectif dans SHDOMPP, ce qui montre qu'on devrait pouvoir généraliser les différences de modélisation des flux descendants observées précédemment à tous les angles zénithaux et tous les rayons effectifs calculés entre 310 et 2120 secondes. Pour les flux montants, la variation des rayons équivalents pour un μ_0 donné est linéaire, et la pente est d'autant plus forte que μ_0 est élevé, donc que l'angle zénithal est petit. Pour $\mu_0 = 0,707$ et $0,866$ on atteint des rayons équivalents Arpège plus de trois fois plus grands que les rayons effectifs. On s'est aussi intéressé aux différences de flux net sur la couche, car celles-ci sont directement reliées au taux de chauffage. Contrairement aux flux montants et descendants pris indépendamment, on voit pour les flux nets que le rayon "équivalent" Arpège est plus faible que le rayon effectif. La variation du rayon Arpège en fonction du rayon effectif est quasi-logarithmique et le rayon "équivalent" Arpège est d'autant plus grand que μ_0 est faible. Les résultats varient donc beaucoup selon le critère de rayon "équivalent" choisi. Ceci montre qu'il est illusoire de vouloir simplement corriger la paramétrisation Arpège-1D afin d'ajuster les résultats sur ceux de SHDOMPP, d'autant plus que ces comparaisons ont été menées avec un IWP identique pour chaque cas et ne représentent qu'un cas particulier de simulations (l'IWP est également pris en compte dans les paramétrisations d'Ebert et Curry). Face à ce constat, on peut explorer une deuxième piste d'amélioration du modèle Arpège-1D en entrant plus dans le détail du fonctionnement de celui-ci. Comme le calcul des propriétés optiques n'est pas adapté au cas des contrails, on pourrait remplacer ces propriétés optiques par celles déterminées au début du calcul SHDOMPP et stockées dans les fichiers *.pp*. Cette méthode permet également d'évaluer les différences entre SHDOMPP et Arpège pour le calcul du transfert radiatif stricto-sensu.

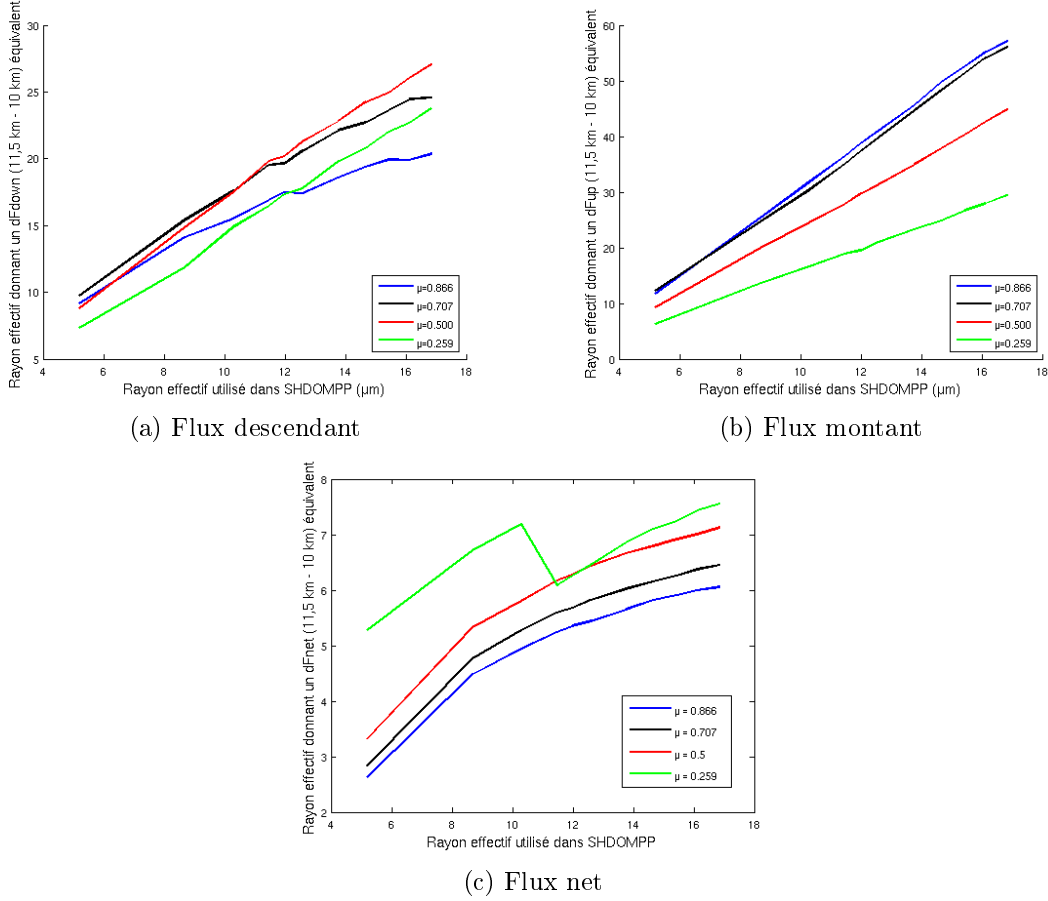


FIG. 23: Rayons “équivalents” Arpège-1D en fonction des rayons effectifs calculés pour SHDOMPP. Ces rayons sont ceux qui donnent le même $\Delta F = F_{11,5\text{km}} - F_{10\text{km}}$ que celui calculé par SHDOMPP, pour un IWP d’1 g/m².

6.3.3 Propriétés optiques et transferts radiatifs

On s’est recentré pour l’expérience décrite dans cette sous-partie sur le cas du transfert radiatif avec un contrail à $t = 2120$ s. Le rayon effectif vaut $16,84 \mu\text{m}$ et l’IWP est égal à $1,797 \text{ g/m}^2$ dans la couche entre 10 et 11,5 km. On ne s’intéresse qu’au domaine solaire, pour $\mu_0 = 0,5$. Le tableau 5 donne les propriétés optiques calculées par SHDOMPP pour chaque bande du domaine solaire. Ces paramètres sont calculés pour les particules de glace uniquement (sans l’absorption moléculaire et la diffusion Rayleigh) afin d’être équivalents aux paramètres calculés par Arpège avec la paramétrisation d’Ebert et Curry. Arpège-1D ne prend en compte que deux bandes dans le solaire, qui correspondent aux bandes 2 à 4 et 5 à 13 respectivement.

En pondérant les paramètres optiques calculés pour les bandes 2 à 4 puis 5 à 13 par le poids du flux solaire dans chaque bande, on détermine des paramètres optiques équivalents qui devraient correspondre à ceux calculés par Arpège-1D. Les valeurs sont comparées dans le tableau 6. On remarque que les deux modèles sont d’accord uniquement sur les valeurs de l’albédo de diffusion simple ω . Arpège-1D surestime l’épaisseur optique du contrail, ce qui est cohérent avec la surestimation de l’impact du contrail observée précédemment. De plus, Arpège sous-estime le paramètre d’asymétrie, ce qui tend à accroître encore plus la surestimation de la part du flux solaire incident réfléchi vers le haut.

Bande SW	τ	ω	g
1	0.1802	1	0.8648
2	0.1810	1	0.8710
3	0.1819	1	0.8722
4	0.1833	1	0.8709
5	0.1852	1	0.8671
6	0.1878	1	0.8614
7	0.1908	0.9985	0.8561
8	0.1924	0.9799	0.8572
9	0.1957	0.9790	0.8555
10	0.1985	0.9215	0.8659
11	0.2014	0.9678	0.8666
12	0.1920	0.7486	0.9190
13	0.2041	0.6563	0.8591
14	0.1886	0.5766	0.9014

TAB. 5: Valeurs des paramètres optiques pour les différentes bandes du domaine solaire calculées par SHDOMPP, pour $r_e = 16,84 \mu\text{m}$ et un IWP égal à $1,797 \text{ g/m}^2$.

Modèle	Bande SW Arpège	τ	ω	g
Arpège-1D	1	0.2656	1	0.7760
	2	0.2656	0.9714	0.7966
SHDOMPP	1	0.1827	1	0.8713
	2	0.1894	0.9808	0.8641

TAB. 6: Comparaison des paramètres optiques calculés *via* la paramétrisation d'Ebert et Curry dans Arpège-1D aux paramètres équivalents déduits des paramètres optiques calculés par SHDOMPP.

Afin de comparer les deux modèles en utilisant les mêmes propriétés optiques en entrée, on a inséré les τ , ω et g équivalents dans le modèle Arpège. Les flux et taux de chauffage obtenus sont comparés à ceux calculés avec SHDOMPP dans les figures 24 page 37 et 25 page 37. Ces figures sont à comparer aux figures 21 et 22. On note que l'estimation du flux montant dans le solaire par Arpège-1D est considérablement améliorée par cette méthode. Pour le flux descendant, il subsiste un décalage entre les deux modèles, mais Arpège ne surestime plus le flux descendant sous le contrail. Toutefois, en ce qui concerne le taux de chauffage, les résultats sont surprenants. Arpège-1D estimait assez correctement le taux de chauffage au niveau du contrail (voir la figure 22), et après la modification des paramètres optiques, le modèle donne un taux de chauffage diminué dans le contrail par rapport au cas de ciel clair, ce qui est contradictoire avec la modélisation SHDOMPP. Il convient toutefois de nuancer cette remarque par le fait que le taux de chauffage se calcule à partir des flux nets, donc le résultat assez satisfaisant observé précédemment provenait d'une compensation d'erreurs assez fortes sur les flux montants et descendants. Au final, cette méthode est une possibilité d'amélioration des calculs radiatifs dans les contrails avec Arpège, mais ne suffit pas à elle seule, puisque l'étude réalisée met en évidence que des divergences dans les calculs radiatifs eux-mêmes demeurent et peuvent avoir une influence considérable sur l'exactitude des conclusions tirées d'un calcul.

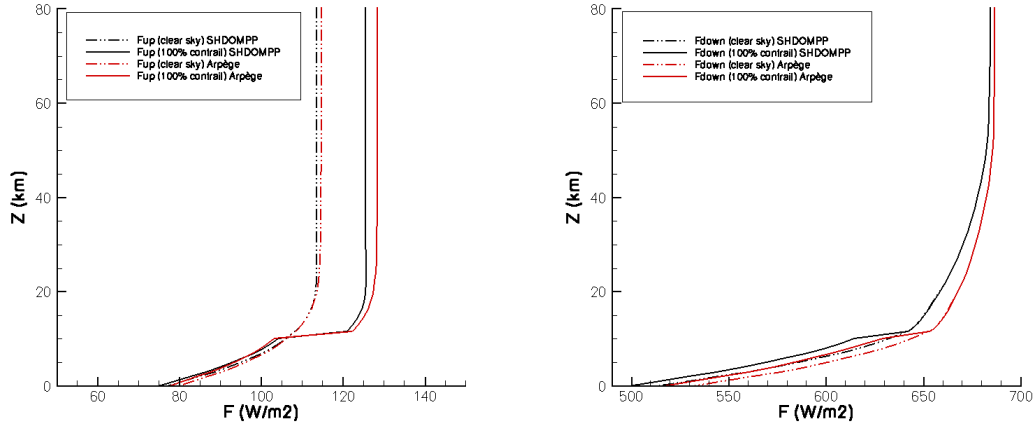


FIG. 24: Flux montants à gauche et flux descendants à droite dans le SW calculés pour le contrail à $t = 2120$ s avec SHDOMPP et Arpège avec des paramètres optiques équivalents à ceux de SHDOMPP.

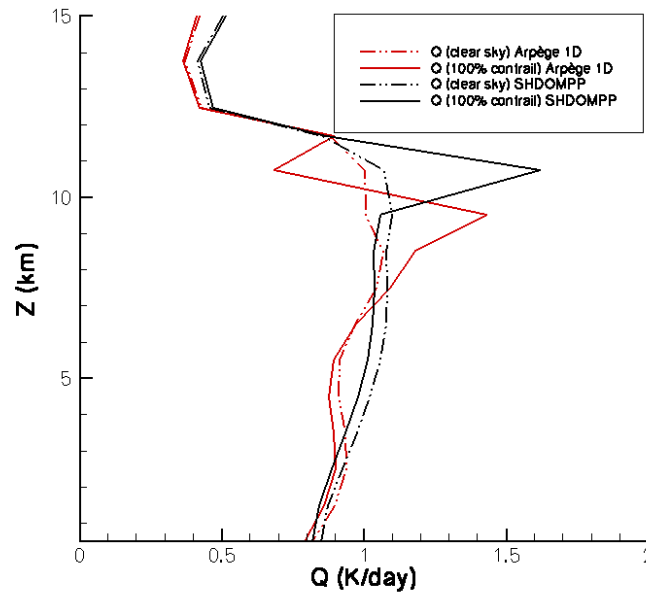


FIG. 25: Taux de chauffage dans le SW calculés pour le contrail à $t = 2120$ s avec SHDOMPP et Arpège avec des paramètres optiques équivalents à ceux de SHDOMPP.

6.4 Discussion

Afin de conclure cette partie de l'étude, il me paraît essentiel de rappeler que celle-ci est loin d'être générale, puisque basée au mieux sur une modélisation d'un contrail à 11 instants donnés. Toutefois, on a montré ici quelques pistes de réflexion pour l'amélioration des calculs de transferts radiatifs dans les contrails avec Arpège-1D. D'une part, la paramétrisation d'Ebert et Curry, basée sur des cirrus naturels, n'est pas adaptée au cas des jeunes contrails du fait de leurs propriétés physiques (taille des particules, rayon effectif, distribution) différentes des cirrus au stade de développement étudié [13]. Des observa-

tions de contrails réels pourraient permettre de concevoir une autre paramétrisation plus adaptée. En attendant ces mesures, la méthode détaillée ci-dessus permet d'améliorer rapidement les calculs de flux et pourrait être facilement généralisée. D'autre part, le modèle SHDOM, même dans sa version plan-parallèle, permet de réaliser des calculs radiatifs plus précis que ceux utilisés dans un modèle de circulation générale comme Arpège. Il paraît donc important de vérifier certaines des conclusions obtenues avec ces modèles en prenant le temps de réaliser des calculs précis sur un cas particulier.

Conclusion

Cette étude a permis d'illustrer les difficultés techniques liées à la modélisation des transferts radiatifs dans les contrails. D'un point de vue opérationnel, l'utilisation d'une échelle très fine de modélisation est inimaginable, mais les résultats présentés dans ce rapport illustrent à quel point la perte d'informations liée au passage à une échelle beaucoup plus grossière et une modélisation simplifiée peut modifier les conclusions d'un calcul. La question de l'impact radiatif des contrails ne peut être résolue sans une très grande précision dans les calculs, tant elle repose sur une compensation d'effets de chauffage et de refroidissement qui sont du même ordre de grandeur.

Ce stage a consisté en une étude préliminaire qui a illustré l'étendue de la question. Les simulations réalisées l'ont été sur un cas particulier de contrail et pour plusieurs configurations en termes de position du soleil et albédo de surface, sans toutefois explorer toute la diversité des cas possibles faute de temps. On pourrait donc suggérer de nombreux développements futurs à partir de cette étude. L'obtention de simulations de contrails plus âgés, où plus généralement d'une loi de variation des rayons effectifs et distributions de particules de glace et du contenu massique des contrails en fonction du temps permettrait de calculer l'impact d'un contrail sur les transferts radiatifs sur toute sa durée de vie. On pourrait également étudier des cas à contrails multiples, souvent observés sur les grands axes de transport aérien, ou encore l'impact radiatif d'un contrail au-dessus de nuages bas. Les évolutions possibles sont encore multiples et dépassent très largement le cadre restrictif de quatre mois de stage. Toutefois, l'étude à petite échelle avec SHDOM effectuée au cours de ce stage a permis d'aboutir à une évaluation de la modélisation des transferts radiatifs par Arpège-1D, et a ainsi mis en évidence les difficultés liées au cas des contrails. Les conclusions de cette étude devraient permettre à terme d'améliorer leur modélisation.

A Rappels théoriques sur les transferts radiatifs

Dans cette section nous rappelons brièvement les résultats de la théorie du transfert radiatif dans l'atmosphère utiles pour la compréhension de notre étude. Pour une explication plus détaillée du transfert radiatif, on pourra se référer aux ouvrages [2] et [7].

A.1 Principes de base

La figure 3 page 7 montre les systèmes de coordonnées cartésiennes et sphériques utilisés dans cette étude. Le champ de rayonnement en un point de l'espace est caractérisé par la luminance $I(\mu, \phi)$, où $\mu = \cos(\theta)$ et ϕ définissent une direction dans l'espace. $I_\lambda(\mu, \phi)$ est définie comme l'énergie lumineuse dE_λ reçue sur un élément de surface dA provenant d'une direction (θ, ϕ) d'angle solide $d\Omega$ par unité de temps et par unité de longueur d'onde (voir l'équation (14)). Son unité est en $\text{W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}.\text{sr}^{-1}$.

$$I_\lambda = \frac{dE_\lambda}{\cos(\theta) d\Omega d\lambda dt dA} \quad (14)$$

Interaction rayonnement-matière Dans l'atmosphère, le rayonnement interagit avec la matière et est alors diffusé et absorbé. Le type d'interaction entre l'onde lumineuse de longueur d'onde λ et une particule isolé de taille caractéristique r dépend d'un facteur appelé paramètre de taille et noté x .

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (15)$$

Selon la valeur du paramètre x , l'interaction rayonnement-matière se caractérise selon différentes lois :

- si $x \ll 1$ alors la théorie de Rayleigh s'applique (la luminance rayonnée varie en λ^{-4});
- si $x \gg 1$ alors on calcule la luminance rayonnée avec les lois de l'optique géométrique (c'est rarement le cas ici);
- si $x \sim 1$, on utilise la théorie de Mie pour calculer les facteurs d'extinction, de diffusion et d'absorption.

Les processus d'interaction rayonnement-matière sont décrits plus en détail dans la bibliographie citée précédemment.

Fonction de phase de diffusion et paramètre d'asymétrie La diffusion est caractérisée par une fonction appelée fonction de phase de diffusion, qui donne pour tout point M du domaine et toute direction incidente d'un photon $\mathbf{u}_i = (\theta_i, \phi_i)$ la probabilité $P(M, \mathbf{u}_i, \mathbf{u}_d)$ qu'il soit diffusé dans la direction $\mathbf{u}_d = (\theta_d, \phi_d)$. Cette probabilité est normalisée à 4π et non à 1.

Dans l'atmosphère, les particules diffusant la lumière sont soit sphériques, soit généralement orientées de manière aléatoire dans l'espace. On peut donc considérer que la fonction de phase de diffusion ne dépend que de l'angle Θ formé par les directions incidente et de diffusion. Cette hypothèse permet notamment de définir le paramètre d'asymétrie g qui évalue la part de la lumière diffusée vers l'avant :

$$g = \int_{-1}^1 P(M)M dM \quad (16)$$

où on a défini $M = \cos(\Theta)$

Equation du transfert radiatif L'équation du transfert radiatif s'obtient en écrivant le bilan des luminances dans un volume cylindrique dans l'espace d'axe \mathbf{u} et de section dS . En notant $I(s, \mathbf{u})$ et $I(s + ds, \mathbf{u})$ les luminances à l'entrée et à la sortie du cylindre, ce bilan s'écrit :

$$I(s + ds, \mathbf{u}) = I(s, \mathbf{u}) + dI^{ext} + dI^{dif} + dI^{emi} \quad (17)$$

Les trois phénomènes intervenant dans le bilan sont :

- l'*extinction* dont le terme s'écrit $dI^{ext} = -k^{ext}I(s, \mathbf{u})ds$, où $k^{ext} = k^{abs} + k^{dif}$ est la somme des coefficients d'absorption et de diffusion du milieu, appelé coefficient d'extinction (en m^{-1});
- l'*émission* qui suit la loi de Kirchhoff $dI^{emi} = B(T)k^{abs}ds$ où $B(T) = \sigma T^4$ et $\sigma = 5.6710^{-8} \text{ W.m}^2.\text{K}^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann;
- la *diffusion* qui prend en compte l'ensemble du rayonnement incident selon une direction \mathbf{u}_i et diffusé dans la direction \mathbf{u} du cylindre. Le bilan de la diffusion s'écrit donc sous la forme d'une intégrale sur l'ensemble des directions possibles des luminances pondérées par la fonction de phase de diffusion correspondant aux directions \mathbf{u}_i et \mathbf{u} .

Au final l'équation du transfert radiatif peut donc s'écrire :

$$dI(s, \mathbf{u}) = -k^{ext}I(s, \mathbf{u})ds + k^{abs}B(T)ds + \frac{k^{dif}}{4\pi} \left(\int \int_{4\pi} P(\mathbf{u}, \mathbf{u}_i)I(s, \mathbf{u}_i) d\Theta_i \right) ds \quad (18)$$

$$dI(s, \mathbf{u}) = -k^{ext}I(s, \mathbf{u})ds + J(s, \mathbf{u})ds \quad (19)$$

$$J(s, \mathbf{u}) = k^{abs}B(T) + \frac{k^{dif}}{4\pi} \int \int_{4\pi} P(\mathbf{u}, \mathbf{u}_i)I(s, \mathbf{u}_i) d\Theta_i \quad (20)$$

$J(s, \mathbf{u})$ est appelée *fonction source*.

Épaisseur optique Une notion souvent utilisée pour caractériser les nuages et leur impact sur les transferts radiatifs est l'épaisseur optique. Celle-ci se définit comme l'intégrale le long du chemin optique du coefficient d'extinction. L'épaisseur optique est sans dimension.

$$\tau(s_0, s_1) = \int_{s_0}^{s_1} k^{ext}(s') ds' \quad (21)$$

Dans le cas de l'étude des nuages, on calcule souvent l'épaisseur optique le long de la direction verticale z . L'épaisseur optique verticale moyenne des contrails est typiquement de l'ordre de 0.15 à 0.30 dans le visible, ces valeurs dépendant de la longueur d'onde et de l'âge de la traînée [6].

A.2 Flux hémisphériques et taux de chauffage

A partir de la luminance, on définit les flux hémisphériques montant (F^\uparrow) et descendant (F^\downarrow) à l'aide des équations (23).

$$F_\lambda^\uparrow = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I_\lambda(\mu, \phi) \mu \, d\mu \, d\phi \quad (22)$$

$$F_\lambda^\downarrow = \int_0^{2\pi} \int_0^{-1} I_\lambda(\mu, \phi) \mu \, d\mu \, d\phi \quad (23)$$

Le bilan des flux dans l'atmosphère pour une longueur d'onde peut être exprimé à l'aide du flux net :

$$F_\lambda^{net}(z) = F_\lambda^\uparrow(z) - F_\lambda^\downarrow(z) \quad (24)$$

En écrivant que l'énergie radiative absorbée par une couche d'air sert à chauffer celle-ci, on obtient un taux de chauffage de l'atmosphère à partir de la divergence de flux net :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho(z)C_p} \frac{dF^{net}}{dz}(z) = \frac{RT(z)}{C_p p(z)} \frac{dF^{net}}{dz}(z) \quad (25)$$

où $\rho(z)$, $p(z)$ et $T(z)$ sont respectivement la masse volumique, la pression et la température de l'air à l'altitude z , R est la constante des gaz parfaits pour de l'air ($R = 287 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour l'air sec) et C_p est la chaleur massique à pression constante ($C_p = 1004 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour l'air sec).

Les calculs et définitions que nous avons présentés ci-dessus sont exprimés pour une longueur d'onde particulière. Il est possible (et plus intéressant dans le cadre de notre étude) d'effectuer les calculs sur l'ensemble du spectre d'émission solaire ou thermique. En théorie, on peut calculer les flux thermiques sur l'ensemble des longueurs d'onde.

$$F = \int_0^\infty F_\lambda \, d\lambda \quad (26)$$

En pratique, d'autres méthodes permettent d'effectuer ces calculs de manière plus astucieuse. C'est l'objet du prochain paragraphe.

A.3 Calculs sur un spectre complet

Le calcul de transferts radiatifs sur une seule longueur d'onde ne peut que donner une indication de l'effet des contrastes sur les flux radiatifs et les taux de chauffage. Afin d'avoir une estimation plus réaliste de celui-ci, des calculs sur des spectres élargis sont nécessaires. Dans le cadre de cette étude, les calculs ont été menés pour l'ensemble du spectre solaire et l'ensemble du spectre de rayonnement terrestre. Les spectres solaire et terrestre sont découpés en un certain nombre de bandes spectrales, et les calculs sont menés indépendamment pour chaque bande.

Dès lors qu'on s'intéresse à un spectre élargi, il devient impératif de prendre en compte l'absorption moléculaire, c'est-à-dire l'absorption du rayonnement par les gaz traces présents dans l'atmosphère. Cette section explique la méthode mise en oeuvre pour effectuer ces calculs de manière à limiter le temps de calcul.

A.3.1 Prise en compte de l'absorption moléculaire

L'énergie des molécules gazeuses dans l'atmosphère est quantifiée suivant des niveaux d'énergie de vibration, de rotation, ou de configuration électronique. Suivant l'énergie des photons (et donc la longueur d'onde du rayonnement) incidents, les molécules gazeuses peuvent ou non absorber ceux-ci :

- Si l'énergie des photons dépasse l'énergie d'ionisation de la molécule, celle-ci est dissociée par le rayonnement incident, sans quantification. Ce phénomène a lieu pour les longueurs d'onde de l'ultraviolet.
- Dans le cas où l'énergie des photons correspond à une différence de niveaux de configuration électronique de la molécule, celle-ci absorbe un photon et change de configuration électronique. Ce phénomène a lieu pour les longueurs d'onde du visible.
- Dans l'infrarouge, certains niveaux d'énergie des photons correspondent à des différences de niveaux d'énergie de vibration de molécules gazeuses présentes dans l'atmosphère.
- Dans les micro-ondes, certains niveaux d'énergie des photons correspondent cette fois à des différences de niveaux d'énergie de rotation de molécules.

On comprend donc que suivant la longueur d'onde du rayonnement et le rapport de mélange des molécules en un point donné de l'atmosphère, le rayonnement sera plus ou moins absorbé. La prise en compte de ces phénomènes est nécessaire pour évaluer au mieux les différences en termes de transfert radiatifs entre un ciel "clair" et un ciel avec contrail. Des études spectroscopiques ont permis d'établir les coefficients d'absorption pour différentes molécules en fonction de la longueur d'onde du rayonnement.

A.3.2 La méthode CKD

Lorsqu'on calcule l'absorption moléculaire pour une longueur d'onde donnée, il suffit de connaître les concentrations des gaz absorbants et leur coefficient d'absorption pour cette longueur d'onde. Pour les calculs de luminances et de flux sur des spectres de rayonnement, un calcul approché est nécessaire. Une première méthode, appelée "line-by-line" en anglais, consiste à découper le domaine spectral en un certain nombre d'intervalles $d\lambda$ et l'atmosphère en un certain nombre de couches verticales homogènes, puis calculer l'absorption en fonction des concentrations des gaz traces. Plus $d\lambda$ est choisi petit plus la précision est grande. Toutefois, la mise en œuvre est coûteuse en temps de calcul, car les coefficients d'absorption varient irrégulièrement en fonction de λ en raison de la complexité de la quantification de l'énergie des molécules. La méthode utilisée dans le cadre de cette étude est plus économe en temps de calcul. Elle consiste à effectuer un changement de variable qui facilite les calculs. Ce changement de variable est représenté à la figure 26.

Au lieu d'utiliser l'efficacité à absorber k de chaque espèce en fonction des nombres d'onde, on réordonne ces valeurs en ordre croissant et on définit le changement de variable $k(\nu) \mapsto k(G)$, où $G(k)$ est la part des coefficients inférieurs à k , soit une fonction de probabilité cumulée. La fonction $k(G)$ étant monotone, l'intégration des flux et des luminances sur un domaine est facilitée : on peut plus facilement déterminer un κ_i représentatif de $\{k(G), G \in [G_i, G_{i+1}]\}$ qu'un κ'_i représentatif de $\{k(\nu), \nu \in [\nu_i, \nu_{i+1}]\}$ vu les oscillations rapides de $k(\nu)$.

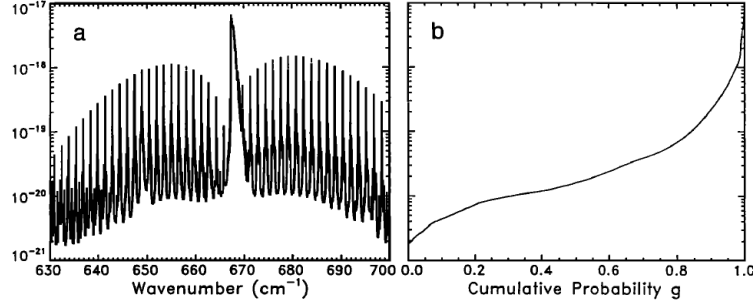


FIG. 26: Principe de la méthode CKD (correlated-k distribution) : l'efficacité à absorber k du CO_2 , en cm.molecule^{-1} en fonction du nombre d'onde ν en cm^{-1} (figure de gauche) est représentée après changement de variable (figure de droite) comme une fonction de G , où $G(k)$ est la part des coefficients d'efficacité à absorber inférieure à k . *Figure tirée de [8]*

B Rayon effectif et \bar{r}_p selon la distribution

B.1 Cas de la distribution lognormale

Pour la distribution lognormale, la fonction de densité de probabilité de présence (PDF) d'une particule de rayon r s'écrit :

$$f(r) = \frac{1}{r\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln r - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (27)$$

Si on note N le nombre total de particules et $n(r)$ le nombre de particules dont le rayon est compris entre r et $r + dr$, on a $n(r) = N \times f(r)$. Par ailleurs, par définition :

$$\bar{r}_p^3 = \frac{3}{4\pi V_{tot}\rho_i} \frac{M_{tot}}{\int_0^\infty n(r) dr} \quad (28)$$

$$r_e = \frac{3}{4\pi V_{tot}\rho_i} \frac{M_{tot}}{\int_0^\infty r^2 n(r) dr} \quad (29)$$

En utilisant l'équation (12) définissant le rayon effectif, on calcule $r_e = e^\mu e^{2.5\sigma^2}$. On a donc la relation suivante :

$$r_e = \bar{r}_p^3 \frac{\int_0^\infty n(r) dr}{\int_0^\infty r^2 n(r) dr} = \frac{\bar{r}_p^3}{e^{2\mu+2\sigma^2}} \quad (30)$$

Donc $r_e^3 = \bar{r}_p^3 e^{3\sigma^2}$ et $r_e = e^{\sigma^2} \bar{r}_p$.

B.2 Cas de la distribution gamma

Pour la distribution gamma, le calcul est très similaire. $n(r)$ s'écrit

$$n(r) = Nr^{\alpha-1} \frac{\beta^\alpha e^{-\beta r}}{\Gamma(\alpha)} \quad (31)$$

En utilisant la première égalité de l'équation (30), et par définition de la fonction Γ , on a :

$$r_e = \bar{r}_p^3 \frac{\beta^2}{\alpha(\alpha+1)} \quad (32)$$

D'après l'équation (12), on a également $r_e = \frac{\alpha+2}{\beta}$, donc on obtient que $r_e^3 = \bar{r}_p^3 \frac{(\alpha+2)^2}{\alpha(\alpha+1)}$.

B.3 Test de Kolmogorov

Le test de Kolmogorov permet de déterminer si un échantillon $\{X_i\}$ suit une loi donnée. Il revient à calculer la distance définie ci-dessous :

$$\underline{D}_X = \sup_{t \in \mathbb{R}} \left| F_0(t) - \hat{F}_X(t) \right| \quad (33)$$

$\hat{F}_X(t)$ est la fonction de répartition empirique de l'échantillon :

$$\hat{F}_X(t) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \mathbf{1}_{\{X_i \leq t\}} \quad (34)$$

F_0 est la fonction de répartition de la loi qu'on veut associer à l'échantillon, c'est donc une fonction croissante. Comme \hat{F}_X est constante sur l'intervalle $[X_i, X_{i+1}[$ et égale à i/n , on peut facilement simplifier le calcul de la distance D_X par :

$$\underline{D}_X = \max_{1 \leq i \leq n} \max \left(\left| F_0(X_i) - \frac{i-1}{n} \right|, \left| F_0(X_{i+1}) - \frac{i}{n} \right| \right) \quad (35)$$

On compare ensuite D_X aux valeurs de rejet d_α , telles que si $D_X \geq d_\alpha$, l'échantillon ne suit pas la loi avec une certitude de α ⁶. Le tableau 7 donne les valeurs de rejet pour quelques valeurs de α .

α	$\sqrt{n} \cdot d_\alpha$
80%	1,07
85%	1,14
90%	1,22
95%	1,36
99%	1,63

TAB. 7: Valeurs de d_α pour différentes valeurs de α . n est le nombre d'observations de l'échantillon.

⁶On pourra se référer à [1] pour plus de détails.

C Bandes spectrales utilisées dans SHDOM

C.1 Domaine solaire

Le tableau 8 donne les longueurs d'onde des bandes spectrales du domaine solaire utilisées dans le calcul SHDOM.

Bande SW	1	2	3	4	5	6	7
λ_1 (μm)	0.200	0.263	0.344	0.440	0.625	0.780	1.24
λ_2 (μm)	0.263	0.344	0.440	0.625	0.780	1.24	1.30
Bande SW	8	9	10	11	12	13	14
λ_1 (μm)	1.30	1.63	1.94	2.15	2.50	3.077	3.846
λ_2 (μm)	1.63	1.94	2.15	2.50	3.077	3.846	12.195

TAB. 8

C.2 Domaine thermique

Le tableau 9 donne les longueurs d'onde des bandes spectrales dans le domaine thermique.

Bande LW	1	2	3	4	5	6	7	8
λ_1 (μm)	3.33	3.85	4.20	4.44	4.81	5.56	6.76	7.19
λ_2 (μm)	3.85	4.20	4.44	4.81	5.56	6.76	7.19	8.47
Bande LW	9	10	11	12	13	14	15	16
λ_1 (μm)	8.47	9.26	10.20	12.20	14.29	15.87	20.00	40.00
λ_2 (μm)	9.26	10.20	12.20	14.29	15.87	20.00	40.00	1000

TAB. 9

D Calculs de flux avec SHDOM et SHDOMPP

D.1 Domaine solaire

Les tableaux 10, 11 et 12 montrent le détail des résultats obtenus avec SHDOMPP et SHDOM pour différents angles zénithaux, et, dans le cas de SHDOM, pour différents angles azimutaux, ceci à trois altitudes différentes, respectivement $z = 0$ km, 13,06 km, 80,31 km. Pour SHDOM, on a moyenné les flux sur l'ensemble du domaine. Pour SHDOMPP, on montre le premier mode de calcul.

ϕ_0	μ_0	$F_{\uparrow 3D}$ contrail	$F_{\downarrow 3D}$ contrail	$F_{\uparrow PP}$ contrail	$F_{\downarrow PP}$ contrail	$F_{\uparrow 3D}$ clair	$F_{\downarrow 3D}$ clair	$F_{\uparrow PP}$ clair	$F_{\downarrow PP}$ clair
0°	0.259	34.59	229.93	34.25	228.37	35.52	236.07	35.34	235.57
	0.500	76.63	509.30	76.20	508.01	77.33	513.95	76.98	513.18
	0.707	114.27	759.46	113.67	757.79	114.70	762.37	114.20	761.36
	0.866	143.60	954.46	142.88	952.50	143.90	956.48	143.29	955.26
45°	0.259	34.53	229.50	34.25	228.37	35.52	236.06	35.34	235.57
	0.500	76.78	510.32	76.20	508.01	77.33	513.95	76.98	513.18
	0.707	114.55	761.33	113.67	757.79	114.70	762.37	114.20	761.36
	0.866	143.68	954.98	142.88	952.50	143.90	956.47	143.29	955.26
90°	0.259	35.44	235.53	34.25	228.37	35.52	236.06	35.34	235.57
	0.500	77.03	511.94	76.20	508.01	77.32	513.94	76.98	513.18
	0.707	114.71	762.41	113.67	757.79	114.70	762.37	114.20	761.36
	0.866	143.78	955.62	142.88	952.50	143.90	956.48	143.29	955.26

TAB. 10: Comparaison des flux montants et descendants calculés par SHDOM et SHDOMPP pour le domaine solaire, à $z = 0$ km. Les flux sont en W/m^2

ϕ_0	μ_0	$F_{\uparrow 3D}$ contrail	$F_{\downarrow 3D}$ contrail	$F_{\uparrow PP}$ contrail	$F_{\downarrow PP}$ contrail	$F_{\uparrow 3D}$ clair	$F_{\downarrow 3D}$ clair	$F_{\uparrow PP}$ clair	$F_{\downarrow PP}$ clair
0°	0.259	67.89	325.56	71.21	324.98	63.10	325.45	63.34	324.72
	0.500	112.69	647.27	114.17	646.48	109.51	647.24	109.76	646.33
	0.707	148.53	924.77	149.25	923.84	146.63	924.76	146.72	923.76
	0.866	175.62	1138.33	175.96	1137.30	174.37	1138.34	174.29	1137.25
45°	0.259	68.53	325.58	71.21	324.98	63.10	325.44	63.34	324.72
	0.500	113.15	647.29	114.17	646.48	109.52	647.22	109.76	646.33
	0.707	149.00	924.78	149.25	923.84	146.63	924.76	146.72	923.76
	0.866	175.82	1138.32	175.96	1137.30	174.37	1138.34	174.29	1137.25
90°	0.259	69.87	325.62	71.21	324.98	63.11	325.44	63.34	324.72
	0.500	113.69	647.30	114.17	646.48	109.53	647.22	109.76	646.33
	0.707	149.35	924.78	149.25	923.84	146.63	924.76	146.72	923.76
	0.866	177.15	1138.34	175.96	1137.30	174.37	1138.34	174.29	1137.25

TAB. 11: Mêmes résultats que pour 10, mais à $z = 13.06$ km d'altitude.

ϕ_0	μ_0	$F_{\uparrow 3D}$ contrail	$F_{\downarrow 3D}$ contrail	$F_{\uparrow PP}$ contrail	$F_{\downarrow PP}$ contrail	$F_{\uparrow 3D}$ clair	$F_{\downarrow 3D}$ clair	$F_{\uparrow PP}$ clair	$F_{\downarrow PP}$ clair
0°	0.259	72.25	354.37	75.84	354.37	67.79	354.37	68.57	354.37
	0.500	115.64	684.12	117.52	684.11	112.66	684.12	113.43	684.11
	0.707	150.32	967.35	151.48	967.34	148.52	967.35	149.08	967.34
	0.866	176.57	1184.90	177.35	1184.88	175.35	1184.90	175.71	1184.88
45°	0.259	72.76	354.37	75.84	354.37	67.81	354.37	68.57	354.37
	0.500	116.04	684.12	117.52	684.11	112.68	684.12	113.43	684.11
	0.707	150.79	967.35	151.48	967.34	148.53	967.35	149.08	967.34
	0.866	176.79	1184.90	177.35	1184.88	175.35	1184.90	175.71	1184.88
90°	0.259	74.02	354.37	75.84	354.37	67.82	354.37	68.57	354.37
	0.500	116.57	684.12	117.52	684.11	112.69	684.12	113.43	684.11
	0.707	151.10	967.35	151.48	967.34	148.55	967.35	149.08	967.34
	0.866	178.09	1184.90	177.35	1184.88	175.37	1184.90	175.71	1184.88

TAB. 12: Mêmes résultats que pour 10, mais à $z = 80.31$ km d'altitude.

D.2 Domaine thermique

Le tableau 13 montre les résultats obtenus avec SHDOM et SHDOMPP dans le domaine thermique, pour différents angles zénithaux. Pour SHDOM, on a moyenné les flux sur l'ensemble du domaine. Pour SHDOMPP, on montre ici les résultats pour le premier mode de calcul.

z (km)	$F_{\uparrow 3D}$ contrail	$F_{\downarrow 3D}$ contrail	$F_{\uparrow PP}$ contrail	$F_{\downarrow PP}$ contrail	$F_{\uparrow 3D}$ clair	$F_{\downarrow 3D}$ clair	$F_{\uparrow PP}$ clair	$F_{\downarrow PP}$ clair
80.310	223.70	0.00	220.26	0.00	228.16	0.00	225.81	0.00
13.060	225.35	24.71	221.84	23.82	230.10	24.71	227.61	23.82
0.000	318.85	237.28	317.89	234.44	318.85	236.04	317.89	233.01

TAB. 13: Comparaison des flux montants et descendants calculés par SHDOM et SHDOMPP pour le domaine thermique à différentes altitudes, en W/m^2 .

Références

- [1] DELMAS, J.-F. *Cours de Statistiques et Analyse des Données*. Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2007.
- [2] DELMAS, R., MÉGIE, G., AND PEUCH, V.-H. *Physique et Chimie de l'Atmosphère*. Belin, 2005.
- [3] EBERT, E., AND CURRY, J. A parameterization of ice cloud optical properties for climate models. *Journal of Geophysical Research* 97, D4 (march 1992), 3831–3836.
- [4] EVANS, K. The spherical harmonics discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *Journal of the Atmospheric Sciences* 55 (feb 1998), 429–446.
- [5] FORSTER, P., RAMASWAMY, V., ARTAXO, P., BERNTSEN, T., BETTS, R., FAHEY, D., HAYWOOD, J., LEAN, J., LOWE, D., MYHRE, G., NGANGA, J., PRINN, R., RAGA, G., SCHULZ, M., AND DORLAND, R. V. *Climate Change 2007 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, 2007.
- [6] GOUNOU, A., AND HOGAN, R. J. A sensitivity study of the effect of horizontal photon transport on the radiative forcing of contrails. *Journal of the Atmospheric Sciences* 64 (may 2007).
- [7] LIOU, K. *An Introduction to Atmospheric Radiation, Volume 84, Second Edition (International Geophysics)*, 2 ed. Academic Press, 2002.
- [8] MLAWER, E., TAUBMAN, S., BROWN, P., IACONO, M., AND CLOUGH, S. Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres : Rrtm, a validated correlated-k model for the longwave. *Journal of Geophysical Research* 102, D14 (july 1997).
- [9] MORCRETTE, J.-J. Impact of changes to the radiation transfer parameterizations plus cloud optical properties in the ecmwf climate model. *Monthly Weather Review* 118 (april 1990), 847–873.
- [10] PAUGAM, R. *Simulation numérique de l'évolution d'une traînée de condensation et de son interaction avec la turbulence atmosphérique*. PhD thesis, Ecole Centrale des Arts et Manufactures, 2008.
- [11] PENNER, J. E., LISTER, D. H., GRIGGS, D. J., DOKKEN, D. J., AND MCFARLAND, M. *Aviation and the Global Atmosphere*. Cambridge University Press, 1999.
- [12] RÄDEL, G., AND SHINE, K. P. Radiative forcing by persistent contrails and its dependence on cruise altitudes. *Journal of Geophysical Research* 113 (apr 2008).
- [13] SCHRÖDER, F., KÄRCHER, B., DUROURE, C., STRÖM, J., PETZOLD, A., GAYET, J.-F., STRAUSS, B., WENDLING, P., AND BORRMANN, S. On the transition of contrails into cirrus clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences* 57 (feb 2000).
- [14] SCHULZ, J. On the effect of cloud inhomogeneity on area averaged radiative properties of contrails. *Geophysical Research Letters* 25, 9 (may 1998).
- [15] SMITH, E., AND L.SHI. Surface forcing of the infrared cooling profile over the tibetan plateau. part i : Influence of relative longwave radiative heating at high altitude. *Journal of the Atmospheric Sciences* 49, 10 (may 1992), 805–822.