



Une estimation exacte du forçage radiatif par la méthode de Monte-Carlo

Yaniss Nyffenegger-pere, Stéphane Blanco, Jean-Louis Dufresne, Mouna El-Hafi, Vincent Eymet, Vincent Forest, Richard Fournier, Mathias Paulin, Nicolas Mellado

► To cite this version:

Yaniss Nyffenegger-pere, Stéphane Blanco, Jean-Louis Dufresne, Mouna El-Hafi, Vincent Eymet, et al.. Une estimation exacte du forçage radiatif par la méthode de Monte-Carlo. SFT 2022 - 30ème Congrès Français de Thermique 2022, May 2022, Valenciennes, France. 10.25855/SFT2022-042 . hal-03740560

HAL Id: hal-03740560

<https://hal.science/hal-03740560>

Submitted on 29 Jul 2022

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

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

Une estimation exacte du forçage radiatif par la méthode de Monte-Carlo

Yaniss NYFFENEGGER-PERE^{1*}, Stéphane BLANCO¹, Jean-Louis DUFRESNE⁵,
Mouna EL HAFI⁴, Vincent EYMET², Vincent FOREST², Richard FOURNIER¹, Nicolas
MELLADO³, Mathias PAULIN³

¹ LAPLACE, UMR 5213 - Université Paul Sabatier

118, Route de Narbonne - 31062 Toulouse Cedex, France.

² Mésio-Star, 8 Rue des Pêcheurs – 31410 Longages, France.

³ IRIT, UMR 5505 – Université Paul Sabatier

118, Route de Narbonne - 31062 Toulouse Cedex, France.

⁴ Université Fédérale de Toulouse Midi-Pyrénées, Mines Albi, UMR CNRS 5302, Centre RAPSODEE, Campus Jarlard, F-81013 Albi CT Cedex 09, France.

⁵ LMD/IPSL, Sorbonne Université, École Polytechnique, Institut Polytechnique de Paris, ENS, PSL Research University, CNRS, Palaiseau France

*(auteur correspondant : yaniss.nyffenegger-pere@laplace.univ-tlse.fr)

Résumé - Nous souhaitons estimer le flux radiatif quittant la Terre intégré sur l'infrarouge thermique, sur toute la surface du globe et sur une période climatique de longue durée. Ce calcul est réputé très difficile à réaliser si on ne fait pas de simplifications de la description fréquentielle, spatiale ou temporelle (e.g. passer d'un modèle raie-par-raie à un modèle de bande, utiliser une discrétisation temporelle plus grossière, etc). Nous montrons que la méthode de Monte Carlo permet d'éviter ces simplifications si on associe les deux idées suivantes : introduire des collisionneurs fictifs pour permettre le suivi de rayon sans connaissance du champ de coefficient d'extinction et échantillonner statistiquement les raies spectrales. Nous montrons qu'il n'est pas plus coûteux de réaliser cette intégration sur un jour ou un mois, sur une colonne atmosphérique ou sur toute la Terre, ou finalement sur une bande étroite fréquentielle ou sur tout le spectre infrarouge.

1. Introduction

Un des défis majeurs des prochaines décennies concerne l'action des nations sur le climat terrestre en vue d'atténuer les effets du changement climatique. Celui-ci est causé par l'activité humaine et notamment par l'émission en grande quantité de gaz à effet de serre (GES). Les perturbations radiatives sont le moteur du changement climatique et déterminer l'influence due à une modification de la concentration d'un GES est une question primordiale. De ce fait, les communautés de la climatologie et de la spectroscopie sont en interaction étroite : c'est la raison pour laquelle le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) a mis en place une base de données spectroscopiques (GEISA).

La question du changement climatique fait également appel à des physiciens du transfert radiatif dans les milieux participants, qui ont introduit une grandeur de référence : le forçage radiatif. Ce dernier est défini comme la différence de flux radiatif émis au sommet de l'atmosphère lorsqu'un seul paramètre de la configuration climatique est changé, toutes choses restant égales par ailleurs (sans réponse du système). Le présent travail s'intéresse au forçage radiatif à une modification de concentration en CO₂. Nous estimerons un forçage intégré sur tout le domaine de l'infrarouge thermique, sur toute la Terre, et durant une période temporelle d'un mois. L'atmosphère terrestre définit un système Ω considéré à l'équilibre thermodynamique local. La frontière du système, notée $\partial\Omega$, est constituée d'une surface considérée comme un corps noir

dans l'infrarouge, et par une surface fictive S symbolisant le sommet de l'atmosphère. La grandeur radiative d'intérêt est ici le flux de rayonnement $\bar{\phi}$ émis au sommet de l'atmosphère (TOA) moyenné durant une période Δt et sur la surface S , intégré sur le domaine infrarouge :

$$\bar{\phi} = \int_{\Delta t} \frac{1}{\Delta t} dt \int_{TOA} \frac{1}{S} dS(\vec{x}) \int_0^{+\infty} d\nu \int_{2\pi} \|\vec{u} \cdot \vec{n}\| d\vec{u} L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t). \quad (1)$$

Le champ de luminance $L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t)$ est solution de l'équation du transfert radiatif (ETR) :

$$\begin{cases} \vec{u} \cdot \vec{\nabla} L_\nu = -(k_a + k_s) L_\nu + k_a L_\nu^{eq} + k_s \int_{4\pi} L_\nu p(\vec{u}', \vec{u}) d\vec{u}', & \forall \vec{x} \in \Omega, \quad \forall \vec{u} \in \mathcal{S}^2 \\ L_\nu = L_\nu^{\partial\Omega}, & \forall \vec{x} \in \partial\Omega. \end{cases} \quad (2)$$

Cette équation traduit le fait que la luminance est renforcée par les termes sources suivants :

- l'émission thermique par le milieu en équilibre à une température non nulle : $k_{a,\nu}(\vec{x}, t) L_\nu^{eq}(T(\vec{x}, t))$ (d'après la loi de Kirchhoff).
- la diffusion dans la direction $\vec{u}$ d'intérêt : $k_s(\vec{x}, t) \int_{4\pi} L_\nu(\vec{x}, \vec{u}', t) p(\vec{u}', \vec{u}) d\vec{u}'$, où $k_{s,\nu}(\vec{x}, t)$ et $p(\vec{u}', \vec{u})$ sont le coefficient de diffusion et la fonction de phase de Rayleigh dans le cas d'un milieu gazeux.

La luminance est également atténuée par les termes puits provenant de la diffusion et de l'absorption : $-(k_a(\vec{x}, t) + k_s(\vec{x}, t)) L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t)$, qui fait intervenir le coefficient d'absorption $k_{a,\nu}(\vec{x}, t)$, dépendant fortement de la fréquence et des paramètres thermodynamiques (pression, température et concentrations des différentes espèces du mélange) définis en tout temps.

Nous considérons un modèle raie-par-raie où le coefficient d'absorption est donné par une somme des contributions $h_{a,\nu,j}(\vec{x}, t)$, à la fréquence d'intérêt ν , d'un certain nombre N_t de transitions énergétiques indicées j :

$$k_{a,\nu}(\vec{x}, t) = \sum_{j=1}^{N_t} h_{a,\nu,j}(\vec{x}, t). \quad (3)$$

Des centaines, voire des milliers de transitions (ou raies) peuvent ainsi contribuer au coefficient d'absorption monochromatique. Le modèle de résolution numérique fait intervenir la notion de profil atmosphérique : il s'agit de la définition d'un certain nombre de niveaux où sont fournies la pression, la température et la composition du mélange gazeux, ainsi qu'une méthode d'interpolation entre les niveaux successifs pour chacune de ces grandeurs. Le profil atmosphérique doit être connu pour toute position et en tout temps.

Il existe principalement deux approches permettant de définir cette information spatio-temporelle ; la première consiste à résumer toute la variabilité spatiale et temporelle à une centaine de profils typiques. Il est alors possible de précalculer les spectres de coefficient d'absorption pour l'ensemble des conditions thermodynamiques décrites par ces profils. C'est l'approche qui a été retenue par le projet RFMIP [10] qui propose une situation de référence afin de réaliser les calculs de forçage radiatif en raie-par-raie.

La seconde approche consiste à ne pas se limiter en nombre de profils, il est donc envisageable de précalculer des spectres de coefficient d'absorption à haute résolution spectrale en toute position et à toute date en vue de d'effectuer une intégration fréquentielle. Il faut alors utiliser un modèle spectral approché comme le modèle en k-distribution, et interpoler les coefficients k en question dans une base pré-établie. Ces modèles approchés introduisent cependant des incertitudes difficiles à quantifier. De plus, des modifications éventuelles des bases de

données spectroscopiques utilisées afin d'établir les tables de coefficients CK se traduisent par une nécessité de recalculer les tables en question. Cet enchaînement est lourd et coûteux en termes d'organisation et de temps de calcul.

Nous cherchons à obtenir une insensibilité au volume de données utilisé pour la description spatiale et temporelle de la configuration, tout en conservant un modèle spectral raie par raie (eq. 3), de façon à pouvoir utiliser le plus haut niveau de complexité possible.

2. Une approche statistique

Le forçage radiatif est difficile à calculer par des méthodes d'intégrations traditionnelles, du fait de l'emboîtement des intégrales. En revanche, la méthode de Monte-Carlo est bien adaptée à l'estimation des intégrales multiples : elle consiste à exprimer cette grandeur sous la forme d'une espérance. Le flux moyen de la relation 1 peut être reformulé comme une espérance en introduisant des densités de probabilité, normalisées sur leur domaine de définition respectif :

$$\bar{\phi} = \int_{\Delta t} p_T(t) dt \int_{TOA} p_S(\vec{x}) dS(\vec{x}) \int_0^{+\infty} p_N(\nu) d\nu \int p_U(\vec{u}) d\vec{u} \frac{\pi L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t)}{p_N(\nu)}, \quad (4)$$

avec $p_T(t) = 1/\Delta t$ et $p_S(\vec{x}) = 1/S$ étant respectivement les densités de probabilité associées à l'échantillonnage d'une date et d'une position au sommet de l'atmosphère. Nous introduisons également une densité de probabilité $p_N(\nu)$ pour l'échantillonnage des fréquences, ainsi que $p_U(\vec{u}) = \|\vec{u} \cdot \vec{n}\|/\pi$, la densité de probabilité normalisée sur 2π pour le choix de la direction de propagation initiale. L'équation (4) fait appel au calcul de la luminance, et sous réserve de connaître sa valeur, il est possible d'estimer le flux moyen en échantillonnant successivement un temps selon $p_T(t)$, une position selon $p_S(\vec{x})$, une fréquence selon $p_N(\nu)$ et une direction initiale selon $p_U(\vec{u})$. Le poids de la réalisation est $\pi L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t)/p_N(\nu)$; en effectuant le calcul de ce poids un grand nombre de fois, il est possible d'estimer non seulement la valeur de $\bar{\phi}$ (la moyenne des poids) mais également l'écart-type statistique de la distribution de ces poids, interprété comme l'incertitude numérique associée au résultat. Cet écart-type décroît de façon inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de réalisations.

Le champ de luminance n'est cependant pas connu de façon générale en milieu hétérogène et anisotherme. Sous réserve qu'il soit possible de formuler cette luminance elle-même comme une espérance, nous pouvons alors nous servir du fait que l'espérance d'une fonction linéaire d'une espérance est elle-même une espérance : $\mathbb{E}(X) = \mathbb{E}[f(\mathbb{E}(X))]$. Dans ce cas, le flux radiatif serait entièrement décrit sous forme intégrale (une espérance), formulation servant elle-même de base à l'algorithme de Monte-Carlo permettant l'évaluation du poids de chaque réalisation. Mais il reste une difficulté majeure à dépasser pour pouvoir écrire cette formulation : celle de l'hétérogénéité du milieu participant.

2.1. Le problème de l'hétérogénéité

Nous avons une formulation intégrale de la luminance, solution de l'ETR (eq. 2), générique pour tout milieu participant inhomogène [4] :

$$L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t) = \int_0^{+\infty} p_L(l) dl \left[\begin{array}{l} \mathcal{H}(\vec{x}' \notin \Omega) w_{\partial\Omega} \\ + \mathcal{H}(\vec{x}' \in \Omega) \left[\begin{array}{l} P_a(\vec{x}', t) L_\nu^{eq}(T(\vec{x}', t)) \\ + P_s(\vec{x}', t) \int_{4\pi} p(\vec{u}', \vec{u}) d\vec{u}' L_\nu(\vec{x}', \vec{u}', t) \end{array} \right] \end{array} \right], \quad (5)$$

avec $p_{\mathcal{L}}(l) = k_{ext,\nu}(\vec{x}, t) \exp\left(-\int_0^l k_{ext,\nu}(\vec{x}, t) dl'\right)$ la densité de probabilité permettant d'échantillonner une longueur d'extinction à l'issue de laquelle une collision aura lieu à la position $\vec{x}' = \vec{x} - l\vec{u}$. Si la nouvelle position $\vec{x}'$ n'est pas dans le milieu, $\mathcal{H}(\vec{x}' \notin \Omega)$, le poids $w_{\partial\Omega}$ a une valeur soit nulle si $\vec{x}'$ a atteint l'espace, soit égale à la luminance du corps noir si $\vec{x}'$ a atteint le sol. Dans le cas où $\vec{x}'$ est dans le milieu, $\mathcal{H}(\vec{x}' \in \Omega)$, deux types de collisions sont possibles.

$Pa(\vec{x}, t) = k_{a,\nu}(\vec{x}, t)/k_{ext,\nu}(\vec{x}, t)$ est la probabilité que cette collision soit un événement d'absorption. Si l'absorption est retenue, le poids de la réalisation est la luminance d'équilibre du corps noir.

$Ps(\vec{x}, t) = k_{s,\nu}(\vec{x}, t)/k_{ext,\nu}(\vec{x}, t)$ est la probabilité que la collision soit un événement de diffusion : la trajectoire optique continue dans une nouvelle direction de propagation $\vec{u}'$ échantillonnée selon la fonction de phase $p(\vec{u}', \vec{u})$. Il s'agit maintenant de calculer la luminance $L_{\nu}(\vec{x}', \vec{u}', t)$... qui a exactement la même formulation intégrale (algorithme récursif).

Le problème rencontré pour les milieux hétérogènes réside dans l'échantillonnage de la longueur d'extinction selon $p_{\mathcal{L}}(l)$. Il est possible d'échantillonner l'épaisseur optique d'extinction $\int_0^l k_{ext,\nu}(\vec{x}, t) dl'$ et d'inverser numériquement la position $\vec{x}'$ correspondante, mais cette étape serait très coûteuse numériquement. Nous contournons le problème en rajoutant un absorbant fictif permettant de rendre le milieu homogène : il s'agit de la méthode des collisions nulles.

2.2. Notion de collisions nulles

Pour contourner le problème de la non-linéarité de l'exponentielle dans $p_{\mathcal{L}}(l)$, nous modifions les propriétés du milieu de telle façon à ce qu'il devienne homogène. Cela se traduit par l'ajout d'un champ de collisionneurs fictifs $k_{n,\nu}(\vec{x}, t)$, de sorte que le coefficient d'extinction est maintenant donné par $\hat{k}_{\nu}(t)$ spatialement homogène : $\hat{k}_{\nu}(t) = k_{ext,\nu}(\vec{x}, t) + k_{n,\nu}(\vec{x}, t)$. L'ajout du champ de collisions $k_{n,\nu}(\vec{x}, t)$ se traduit par l'apparition d'une nouvelle catégorie de collisions, que l'on appelle collisions nulles ([3], [1]), car elles ne se traduisent ni par une absorption, ni par un changement de direction de propagation. La forme intégrale 5 doit tenir compte de ce nouveau type de collisions [4] :

$$L_{\nu}(\vec{x}, \vec{u}, t) = \int_0^{+\infty} \hat{p}_{\mathcal{L}}(l) dl \left[\begin{array}{l} \mathcal{H}(\vec{x}' \notin \Omega) w_{\partial\Omega} \\ + \mathcal{H}(\vec{x}' \in \Omega) \left[\begin{array}{l} Pa(\vec{x}', t) L_{\nu}^{eq}(T(\vec{x}', t)) \\ + Ps(\vec{x}', t) \int_{4\pi} p(\vec{u}', \vec{u}) d\vec{u}' L_{\nu}(\vec{x}', \vec{u}', t) \\ + P_n(\vec{x}', t) L_{\nu}(\vec{x}', \vec{u}, t) \end{array} \right] \end{array} \right], \quad (6)$$

avec $\hat{p}_{\mathcal{L}}(l) = \hat{k}_{\nu} \exp(-\hat{k}_{\nu} l)$. Etant donné que le champ de $\hat{k}_{\nu}$ est homogène, il est maintenant trivial d'obtenir la longueur l entre deux collisions.

$Pn(\vec{x}, t) = k_{n,\nu}(\vec{x}, t)/\hat{k}_{\nu}(t)$ est la probabilité qu'une collision nulle ait lieu. Si ce type de collision est échantillonné, il faut maintenant calculer la luminance $L_{\nu}(\vec{x}', \vec{u}, t)$ pour la position $\vec{x}'$, la direction de propagation restant inchangée (nouvelle récursivité) : le problème de la gestion des hétérogénéités a été échangé contre de la récursivité algorithmique.

Cette proposition a toute son importance dans de nombreux domaines de la physique : les trajectoires optiques peuvent être entièrement construites sans avoir besoin de la valeur du coefficient d'extinction, mais uniquement d'un majorant $\hat{k}_{\nu}$ uniforme de ce champ. Cette propriété permettra ultérieurement d'aller vers un modèle couplé.

2.3. Un couplage entre transfert radiatif et modèle spectroscopique

La reformulation intégrale induite par la technique des collisions nulles permet d'éliminer le coefficient d'absorption de l'atténuation en exponentielle. Ce coefficient d'absorption n'intervient maintenant plus que pour tester si la collision est une absorption au prorata de $P_a(\vec{x}, t)$. Ce coefficient d'absorption peut être remplacé par l'expression 3. Un nouveau jeu de probabilités P_J permet de traiter cette somme de manière statistique :

$$k_{a,\nu}(\vec{x}, t) = \sum_{j=1}^{N_t} P_J(j, \nu) \frac{h_{a,\nu,j}(\vec{x}, t)}{P_J(j, \nu)}. \quad (7)$$

Tout l'enjeu réside dans le choix du jeu de probabilités $P_J(j, \nu)$. Ce dernier est introduit de façon totalement arbitraire, et n'influe en rien sur l'exactitude du résultat. Autrement dit, il serait possible d'utiliser n'importe quel jeu de probabilités, tant que toutes les transitions ont une probabilité non nulle d'être choisies, et que la somme de ces probabilités est unitaire. La qualité du jeu de probabilités $P_J(j, \nu)$ intervient cependant dans la valeur de l'écart-type statistique de la distribution des poids ; autrement dit, il a une influence directe sur la vitesse de convergence numérique de l'algorithme.

Les probabilités $P_J(j, \nu)$ utilisées dans le présent travail proviennent de considérations informatiques. Une méthode permettant l'évaluation rapide de ce jeu de probabilités est mise en place, méthode qui nécessite une étape de pré-calcul basée sur les arbres de probabilités [8]. C'est une approche bien connue en informatique, très optimisée, de sorte que ce pré-calcul est de l'ordre de quelques minutes. En introduisant la précédente équation dans la formulation de la luminance :

$$L_\nu(\vec{x}, \vec{u}, t) = \int_0^{+\infty} \hat{p}_{\mathcal{L}}(l) dl \left[\begin{aligned} &\mathcal{H}(\vec{x}' \notin \Omega) w_{\partial\Omega} \\ &+ \mathcal{H}(\vec{x}' \in \Omega) \left[\begin{aligned} &(1 - P_s(\vec{x}', t)) \left(\sum_{j=1}^{N_t} P_J(j, \nu) \left\{ \begin{aligned} &P_a(\vec{x}', t) L_\nu^{eq}(T(\vec{x}', t)) \\ &+ (1 - P_a(\vec{x}', t)) L_\nu(\vec{x}', \vec{u}, t) \end{aligned} \right\} \right) \\ &+ P_s(\vec{x}', t) \int_{4\pi} p(\vec{u}', \vec{u}) d\vec{u}' L_\nu(\vec{x}', \vec{u}', t) \end{aligned} \right] \end{aligned} \right]. \quad (8)$$

La proposition forte de notre approche est qu'il n'y a plus besoin de recalculer le coefficient d'absorption. La probabilité d'absorption ne nécessite en effet plus le calcul de ce coefficient d'absorption, mais seulement de la contribution $h_{a,\nu,j}(\vec{x}, t)$ de la transition j sélectionnée : $P_a(\vec{x}, t) = h_{a,\nu,j}(\vec{x}, t) / \left(\hat{k}_{a,\nu} P_J(j, \nu) \right)$. Ainsi apparaît un couplage entre le modèle de transfert radiatif et le modèle spectroscopique.

3. Validation et estimation du forçage

3.1. Validation sur des profils atmosphériques typiques

La validité de notre approche méthodologique est tout d'abord illustrée sur des calculs de flux à une date donnée et sur des profils atmosphériques de référence. Pour chaque profil, nous

considérons une atmosphère ciel clair constituée uniquement de molécules de gaz : H_2O , CO_2 et O_3 . Le modèle spectroscopique est un modèle en raie-par-raie, dont les paramètres sont issus de la base de données HITRANonline ¹.

Les profils de raie sont décrits par une fonction de Voigt et les raies sont tronquées à $25cm^{-1}$ pour le H_2O et O_3 et $50cm^{-1}$ pour le CO_2 . L'utilisation de la troncature implique l'introduction d'un continuum uniquement pour l'absorption par la vapeur d'eau dans le cas d'une intégration sur tout le domaine infrarouge [9]. Nos estimations sont effectuées dans l'infrarouge thermique entre 100 et 2500 cm^{-1} . Le tableau 1 donne les valeurs de flux émis sortant au niveau du sommet de l'atmosphère (TOA) et incident au niveau de la surface (SFC) obtenus par l'algorithme de Monte-Carlo associé aux formulations intégrales 4 et 8

	$F^\uparrow(\text{TOA})$		$F^\downarrow(\text{SFC})$	
	HR_PPart	MC	HR_PPart	MC
MLS	282.41	282.49 ± 0.28	345.23	346.17 ± 0.38
MLW	231.15	230.92 ± 0.19	219.73	219.21 ± 0.34
SAS	264.11	263.67 ± 0.24	296.27	295.67 ± 0.38
SAW	199.00	198.73 ± 0.13	168.62	168.07 ± 0.28
TRO	291.20	290.82 ± 0.30	392.89	393.95 ± 0.36

Tableau 1 : Comparaison de flux atmosphériques en W/m^2 obtenus avec le code HR_PPart (meso-star.com/projects/art/art.html) et l'algorithme de Monte-Carlo présenté dans ce travail, intégrés sur tout l'infrarouge thermique $[100, 2500]cm^{-1}$. Les flux sont donnés pour cinq profils atmosphériques typiques en ciel clair. L'atmosphère est constituée de H_2O , CO_2 et de O_3 . Un continuum est ajouté à l'absorption par la vapeur d'eau. Chaque estimation Monte-Carlo a été obtenue pour 160000 réalisations et les incertitudes numériques correspondent à l'écart-type associé au résultat de l'algorithme statistique. Les temps de calcul sont tous compris entre une et deux minutes (calculs effectués sur un ordinateur de bureau avec 12 coeurs à 2.60GHz).

3.2. Estimation du forçage radiatif au CO_2

Notre objectif initial d'estimer le forçage radiatif dû à une augmentation de la concentration de CO_2 peut maintenant être atteint : ce dernier est estimé comme la différence de flux obtenue après modification de la concentration en CO_2 . Le modèle numérique résolu pour l'estimation de ces flux consiste à utiliser une collection de 20592 profils atmosphériques afin de couvrir l'ensemble de la planète sur une période de un mois (profils variant toutes les 6h). Comme précédemment, l'atmosphère est constituée de H_2O , CO_2 et O_3 . Le domaine d'intégration fréquentiel est l'infrarouge thermique $[100,2500]cm^{-1}$. La concentration en CO_2 est tout d'abord fixée à 280 ppmv pour tous les profils et à toutes les dates, ce qui permet d'obtenir une première valeur du flux moyen. Une seconde valeur est ensuite obtenue en refaisant le calcul complet pour une concentration de CO_2 de 560 ppmv. La différence entre les deux valeurs de flux permet d'obtenir le forçage radiatif dû à un doublement de la concentration d'oxyde de carbone : $-2.588 \pm 0.2939\text{ W/m}^2$.

On observe que l'augmentation de concentration en CO_2 entraîne une diminution du flux moyen. Les images physiques associées à ce résultat sont bien décrites dans une publication récente [2] : l'émission thermique du sommet de l'atmosphère est toujours due aux zones rencontrées à une épaisseur optique constante (vue depuis le sommet). L'augmentation de l'épaisseur op-

1. <https://hitran.org/>

tique totale de l'atmosphère se traduit donc par une émission à plus haute altitude, et donc à une température globalement plus faible. La réponse du système terrestre pour retourner à l'équilibre (demandant un temps de relaxation typique des interactions entre les continents, les océans et l'atmosphère), se traduit par une augmentation globale du profil de température, toujours en configuration ciel clair. Les résultats présentés ici se veulent une démonstration de la faisabilité de notre approche, et ne permettent pas encore une validation quantitative. Nous pouvons cependant noter que notre ordre de grandeur est cohérent avec la littérature [2].

4. Conclusion

Nous proposons une nouvelle méthode de Monte-Carlo permettant d'évaluer des observables radiatives. Cette méthode a pour avantage d'être exacte au sens où la méthode permet d'estimer l'incertitude numérique avec laquelle le résultat est obtenu. Par ailleurs, cette approche permet de coupler directement le modèle de transfert radiatif et le modèle spectroscopique du coefficient d'absorption. Cela permet d'enlever une couche de modélisation introduite par les modèles spectraux approchés de type CK, lesquels entraînent des incertitudes difficiles à évaluer. La méthode proposée présente l'avantage de nécessiter un temps de calcul insensible à la dimension des domaines d'intégration (fréquentiel, spatial et temporel). Cette propriété d'invariance est illustrée par la figure 1.

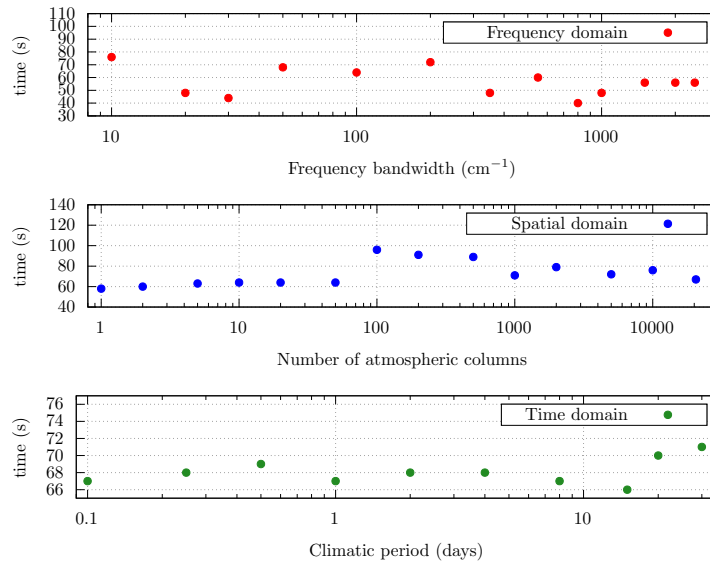


Figure 1 : Insensibilité à la dimension des principaux domaines d'intégrations (spectral, spatial et temporel) du temps de calcul nécessaire pour estimer un flux radiatif. Le premier graphique représente un calcul de flux pour un profil et une date donnés. La largeur de la plage d'intégration fréquentielle varie entre 10 cm^{-1} et 2400 cm^{-1} (tout le domaine infrarouge). Le graphique du milieu montre les temps de calcul du flux moyen au stationnaire pour un nombre de profils atmosphériques qui varie entre 1 et 20592. Le dernier graphique donne les temps de calcul du flux global moyen intégré sur une période temporelle allant de quelques heures à un mois. Nous constatons qu'il est aussi coûteux d'estimer le résultat à une date et une position données sur un petit intervalle fréquentiel (premier point rouge) que pour estimer le résultat intégré sur tout l'infrarouge thermique, sur toute la Terre et sur un mois (dernier point vert).

L'exemple donné quant à l'estimation du forçage radiatif fait appel à deux calculs Monte-Carlo distincts. Cependant, ce forçage n'est rien d'autre qu'une sensibilité. Plusieurs propositions existent pour estimer, lors d'un seul calcul Monte-Carlo, une grandeur et sa sensibilité à un paramètre [7]. Des pistes sont également ouvertes pour estimer des sensibilités géométriques (altitude ou déformation d'un nuage, déformation d'une surface, etc) [6], [11].

L'approche présentée n'est pas limitée à l'atmosphère terrestre. Il existe de nombreux domaines qui pourraient bénéficier d'un algorithme de Monte-Carlo permettant d'évaluer des observables radiatives sans passer par l'étape de production de spectres d'absorption, en utilisant directement les bases de données spectroscopiques : en planétologie (étude des atmosphères présentes ou passées des planètes du système solaire), en astrophysique (étude de la composition des atmosphères d'exoplanètes), mais également dans l'étude des procédés de combustion (chambres de combustion pour l'aéronautique, procédés industriels, etc).

Cependant notre méthode d'optimisation pour échantillonner les transitions moléculaires, a montré son efficacité dans un milieu où les températures ne sont pas trop élevées. Mais dans des environnements où la température est plus importante, le nombre de transitions moléculaires augmente considérablement et la question de l'espace de stockage nécessaire pour effectuer un tel calcul sera un enjeu important. Par ailleurs pour des milieux présentant des hétérogénéités à faible échelle spatiale, comme les zones nuageuses, une grille d'accélération spatiale fine peut être nécessaire afin de disposer d'un champ de majorant du coefficient d'extinction détaillé. Cette approche est très efficace du point de vue du temps de calcul [12]. Une question ouverte se pose quant à l'utilisation conjointe de cette grille spatiale et de la méthode d'échantillonnage des transitions qui fait elle aussi appel à une grille mais sur le domaine fréquentiel.

Références

- [1] J. Dauchet, J. J. Bézian, S. Blanco et al., Addressing nonlinearities in monte carlo, *Scientific reports* (2018), vol. 8, no 1, p. 1-11.
- [2] J. Dufresne, V. Eymet, C. Crevoisier, et al., Greenhouse effect : the relative contributions of emission height and total absorption *Journal of Climate* (2020), vol. 33, no 9, p. 3827-3844.
- [3] M. El Hafi, S. Blanco, J. Dauchet et al., Three viewpoints on null-collision Monte Carlo algorithms, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2021), vol. 260, p. 107402.
- [4] M. Galtier, S. Blanco, C. Caliot et al., Integral formulation of null-collision Monte Carlo algorithms, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2013), vol. 125, p. 57-68.
- [5] M. Galtier, S. Blanco, J. Dauchet et al., Radiative transfer and spectroscopic databases : A line-sampling Monte Carlo approach, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2016), vol. 172, p. 83-97.
- [6] P. Lapeyre, S. Blanco, C. Caliot et al., Monte-Carlo and sensitivity transport models for domain deformation, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2020), vol. 251, p. 107022.
- [7] A. D. Lataillade, S. Blanco, Y. Clergent et al., Monte Carlo method and sensitivity estimations, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2002), vol. 75, no 5, p. 529-538.
- [8] M. D. McCool, P. K. Hardwood, Probability trees, *Graphics Interface* (1997), p. 37-46.
- [9] M. G. Mlynczak, T. S. Daniels, D. P. Kratz et al., The spectroscopic foundation of radiative forcing of climate by carbon dioxide, *Geophysical research letters* (2016), vol. 43, no 10, p. 5318-5325.
- [10] R. Pincus, P. M. Forster, B. Stevens, The Radiative forcing model intercomparison project (RF-MIP) : experimental protocol for CMIP6, *Geoscientific Model Development* (2016), vol. 9, no 9, p. 3447-3460.
- [11] M. Roger, S. Blanco, M. El Hafi et al., Monte Carlo estimates of domain-deformation sensitivities, *Physical review letters* (2005), vol. 95, no 18, p. 180601.
- [12] N. Villefranche, R. Fournier, F. Couvreur et al., A Path-Tracing Monte Carlo Library for 3-D Radiative Transfer in Highly Resolved Cloudy Atmospheres, *Journal of Advances in Modeling Earth Systems* (2019), vol. 11, no 8, p. 2449-2473.