\cleardoublepage

\chapter{Etude de l'impact des hétérogénéités de nature thermique sur les observations et leurs inversions}\label{chap:biais}

\exergue{The heavenly motions... are nothing but a continuous song for several voices,\\ perceived not by the ear but by the intellect,\\ a figured music which sets landmarks\\ in the immeasurable flow of time.\\}{John Banville}

\vspace{5cm}

\minitoc

\newpage

\vspace\*{6cm}

\begin{fmpage}{15cm}

\hspace{0.8cm} Nous avons mis en évidence dans le chapitre précédent les différents types d'hétérogénéités que nous pouvions rencontrer dans une atmosphère et quelques uns de leurs effets sur l'inversion. Nous n'avons cependant pas été capable de les caractériser clairement puisque nous n'avions qu'un seul cas d'étude et qui plus est, un cas à la composition et à la structure atmosphériques complexes. Nous avons essentiellement mis l'accent sur les biais découlant d'hétérogénéités de nature compositionnelle, ayant dans la simulation de Benjamin Charnay \citep{CHB15} un caractère singulier, sans pour autant réussir à mettre en exergue des biais purement thermiques que nous nous attendions à remarquer.

\vspace{0.2cm}

\hspace{0.8cm}Ce chapitre veut se concentrer sur ces biais qui ne prennent naissance que dans une répartition de température hétérogène, et dans ce sens, nous allons travailler à partir d'atmosphères synthétiques simplistes ne résultant ni de modèles 1D, ni de modèles 3D, mais présentant le type d'hétérogénéités qui nous intéresse et sur lequel la littérature ne s'est pour l'instant pas étendue, à savoir, ce que nous avons appelé les hétérogénéités tangentielles. Idéalisées, elles seront représentatives de discontinuités thermiques remarquées dans des simulations atmosphériques 3D et permettront d'en isoler les biais lors de leurs inversions. Cette démarche aura également pour but de démontrer que dans le cas de GJ 1214 b, nous aurions dû remarquer un biais purement thermique et horizontal lors de l'inversion, mais qu'il est finalement camouflé par d'autres de natures différentes.

\vspace{0.2cm}

\hspace{0.8cm}

Ce chapitre veut instaurer les prémices d'une plus vaste étude de l'impact des hétérogénéités atmosphériques sur les observations et leurs inversions. L'espace des paramètres à parcourir étant tellement vaste, nous n'avons eu le temps, durant cette thèse, d'aborder qu'un exemple d'entre eux. Il s'agit toutefois d'un biais qui qui risque d'affecter des cibles majeures de la spectroscopie de transit : les atmosphères de planètes

très irradiées, à fort contraste jour/nuit. \`A l'image du chapitre précédent qui se présentait comme un guide faisant le lien entre la modélisation et les aspects observationnels qui lui sont associés, celui-ci propose une méthodologie dans l'étude des biais observationnels. \`A termes, et à l'issue d'un large balayage de l'espace des paramètres et des types d'hétérogénéités, nous pourrions être capables de détecter des biais et d'en déterminer les natures par l'interprétation des solutions d'une inversion.

\end{fmpage}

\clearpage

\vspace\*{4cm}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\lettrine[lines=3]{Comme}{ } nous avons pu le constater, déduire des corrélations claires entre le comportement de l'inversion des spectres des atmosphères tridimensionnelles et les hétérogénéités constatées peut s'avérer délicat si nous travaillons avec des simulations réalistes (on entend par réalistes, des simulations issues de modèles physiques 3D tels que le GCM). La simulation de \citet{CHB15} comprend 8 molécules et l'inversion compte 9 paramètres libres, tous potentiellement corrélés les uns aux autres pour trouver la ou les solutions les plus proches du spectre en transmission. Ces dites solutions sont parfois très éloignées des valeurs attendues, et pour certaines longueurs d'onde, les spectres peuvent présenter des différences non négligeables traduisant de la superposition de plusieurs effets de natures variées. Difficile dans ces conditions de dénouer ce jeu de paramètres et de les lier directement à des effets d'hétérogénéités.

\vspace{0.3cm}

Dans les pages à venir, nous nous concentrerons sur les effets thermiques qui jouent directement sur la hauteur d'échelle, l'extension de l'atmosphère, sur la densité locale de l'atmosphère et sur l'absorption moléculaire. Les effets de composition, mis en évidence pour les nuages ou le dioxyde de carbone dans le cas de GJ1214 b ne seront que superficiellement abordés. Nous nous sommes intéressés, paradoxalement, aux biais qui se détectent le moins dans la simulation de GJ 1214 b (voir le chapitre précédent), alors même qu'ils paraissaient être les plus intuitifs. Nous reviendrons dans les derniers paragraphes sur la dite simulation et sur les raisons de l'absence de biais thermique net.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\section{Isolation des effets thermiques tangentiels dans les atmosphères d'exoplanètes}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\subsection{Discussions sur les hétérogénéités tangentielles}

\subsubsection{Les biais induits par les différents types d'hétérogénéités}

\`A l'issue de l'étude précédente, nous avons montré que les hétérogénéités impactaient les spectres d'au moins trois manières et pouvaient être associées à des biais plus ou moins remarquables sur les distributions \textit{a posteriori} ou les spectres solutions~:

\begin{itemize}

\item{\textbf{Impacts des structures verticales $\rho$}~: Des profils verticaux présentant de forts gradients thermiques ou compositionnels (sur plusieurs ordres de grandeur), induisent une dissonance paramétrique entre les différentes gammes du spectre sondant les différentes régions concernées. Si l'une de ces régions n'est portée que par une petite gamme spectrale, elle s'exprime finalement peu ou pas du tout lors de l'inversion et de la recherche d'un compromis sur les paramètres. Cela se traduit par un spectre solution systématiquement écarté de celui d'entrée dans la dite gamme spetrale. Les biais verticaux vont essentiellement dépendre de l'intensité des hétérogénéités - la température doit varier assez brutalement et sur des centaines de K ; l'abondance tout aussi brutalement et sur plusieurs ordres de grandeur - pour que le compromis sur les paramètres retournés par l'algorithme soit délicat et non représentatif de l'ensemble de la région atmosphérique sondée mais seulement de sa majorité. Ils seront d'ailleurs plus fréquemment constatés lorsque nous sondons une épaisse couche de l'atmosphère, et donc lorsque le spectre est très étalé en termes de rayon effectif. Ces effets ne nécessitent pas une étude tridimensionnelle et des modèles 1D suffisent à les caractériser. Nous ne chercherons donc pas à les étudier et à les caractériser mais nous verrons comment ils peuvent diluer, influencer, voire dominer les autres types de biais.}

\item{\textbf{Impacts des structures azimutales $\theta$}~: Les variations de température et/ou de composition aux limbes suivant l'angle $\theta$ se moyennent sur le spectre plutôt que sur les variables. L'expression de chacun de ces angles est pondérée par le transfert radiatif et ce sont en sortie ceux qui interviennent le plus dans le spectre total qui verront leurs caractéristiques s'exprimer sur les solutions de TauREx. Plus les hétérogénéités sont intenses, et plus ces écarts d'expression s'accentueront. Elles sont prises en compte lorsque nous appliquons la méthode d'intégration des limbes, et ont probablement déjà fait l'objet de discussions dans la littérature (notamment avec l'utilisation de SMART (Spectral Mapping and Atmospheric Radiative Transfer code, \citet{MEV96}, \citet{CRD97}, \citet{MIA14})). Lorsque nous reviendrons sur la simulation de GJ 1214 b, nous mettrons en évidence la manière dont les hétérogénéités azimutales vont masquer celles sur lesquelles nous allons nous focaliser. }

\item{\textbf{Impacts des structures tangentielles $\xx$}~: Jusqu'ici négligées dans la littérature, elles apparaissent lorsque la zone

sondée en transmission présente un fort gradient thermique (et/ou compositionnel) jour-nuit. L'hypothèse couramment faite selon laquelle le spectre est généré au niveau d'une zone très mince identifiée au seul terminateur s'avère en effet injustifiée dans de nombreux cas. Dans l'exemple de GJ 1214 b, nous avons ainsi eu l'occasion de montrer que le côté Est, du fait de son appauvrissement spectaculaire en $\Cdio$ au terminateur, induisait un conflit dans la contrainte de la molécule par TauREx. L'algorithme n'a finalement pas réussi à trouver le compromis optimal entre la caractérisation cohérente de l'ensemble des autres paramètres, celle de l'abondance en $\Cdio$, et la génération d'un spectre solution reproduisant convenablement les bandes qui lui sont associées. Si des effets en composition peuvent être détectables au moins sur la comparaison entre le spectre solution et l'observable, l'absence d'effets thermiques a de quoi surprendre.}

\end{itemize}

Ces trois types de biais naissent sur les 3 dimensions de notre maillage cylindrique tout en étant corrélés les uns aux autres. Les hétérogénéités azimutales naissent finalement de la variation des hétérogénéités verticales dans le plan orthogonal à la ligne de visée, tandis que ces mêmes variations dans le plan porté par cet axe induisent les hétérogénéités tangentielles. \`A titre d'exemples~:

\begin{itemize}

\item{Un appauvrissement du méthane dans la haute atmosphère de GJ 1214 b, quels que soient les latitudes et longitudes considérées ou presque, aura un effet que l'on qualifiera de vertical et non azimutal ou horizontal car il sera généralisé et ne dépendra pas des deux autres degrés de liberté ($\theta$ et $\xx$). }

\item{$A$ $contrario$, la disparition du dioxyde de carbone, très localisée autour de l'équateur Est, et donc pour un certain intervalle de $\theta$, n'a pas un effet généralisable et aura un effet azimutal.}

\item{Le décalage de la signature spectroscopique induit par un contraste fort en température ou en composition entre le côté jour et le côté nuit est un effet horizontal. Le même appauvrissement du dioxyde de carbone, s'il est centré sur le terminateur et ponctuel, peut également induire un effet horizontal si cela se traduit par l'expression d'un côté de l'atmosphère au détriment de l'autre (voir \app{AppB}, \sect{sec:CO2})}

\end{itemize}

En l'état, il est difficile d'estimer et de comparer l'impact sur les inversions de ces 3 effets de manière individuelle. Toutefois, contrairement aux deux premières, les hétérogénéités tangentielles ne sont pas sondées seulement au niveau du terminateur et ne concernent donc pas uniquement les sous-parcours caractérisés par une densité moléculaire maximale. Nous pourrions donc nous attendre à ce qu'elles aient des effets plus modérés. Cet argument est à la base des méthodes d'inversion actuelles. Mais nous allons voir dans ce chapitre que cette hypothèse d'un spectre dominé par la signature des conditions au terminateur n'est en général pas justifiée.

\subsubsection{Les angles d'ouverture et de pénétration comme indicateurs de l'expression des effets tangentiels}

Le rapport $\mathrm{R\_p/H\_0}$ des objets étudiés est souvent très grands (> 1000), même pour des Jupiters chauds (500 - 1000), par conséquent l'angle d'ouverture (\app{AppA}) correspondant à la région sondé de part et d'autre du terminateur est souvent relativement faible (de l'ordre de 60\degree dans le meilleur des cas, autour de 30 - 50\degree pour les Jupiter chauds, voir \fig{Open\_Pene}, \app{AppC}). Cet angle dépend aussi des propriétés optiques de l'atmosphère~: si elle présente des absorbants forts et qu'elle est très opaque aux rayonnements, nous sondons les parties les plus hautes de l'atmosphère, et l'angle d'ouverture s'en voit réduit. Dans le cas inverse, nous sondons plus bas et l'angle d'ouverture s'en voit plus important (presque 10\degree de différence, voir \fig{Open\_Pene}, \app{AppC}). Si ces angles semblent conduire directement à la conclusion que les conditions au terminateur ne suffisent pas à expliquer les signatures spectrales en transmission, ils ne reposent que sur un argument purement géométrique et non radiatif et dépendent du choix arbitraire de la pression du toit du modèle. Les hétérogénéités tangentielles ont certes besoin d'une atmosphère très ouverte pour s'exprimer, mais elles doivent également être comprises dans la région qui impose significativement sa signature spectroscopique .

\vspace{0.3cm}

Leurs impacts vont donc essentiellement dépendre de ce que nous avons appelé l'angle de pénétration $(\psi\_{\star},\psi\_{+})$. Nous rappelons qu'il correspond au doublet d'angles par rapport au terminateur, et pour un rayon donné, contenant la région au sein de laquelle nous conservons l'essentiel de l'information du transfert radiatif (étendre cette région n'induirait pas de différences détectables pour un instrument). Cet angle est double puisqu'il peut différer d'un côté ou de l'autre du terminateur ($\psi\_{\star}$ pour le côté jour/étoile hôte, et $\psi\_{+}$ pour le côté nuit/observateur). C'est une grandeur chromatique qui peut être spécifique à une espèce ou globale, elle dépend, tout comme l'angle d'ouverture, du rayon de courbure de l'exoplanète, donc de son rayon planétaire, et du niveau sondé en pression ou en altitude. Pour déterminer ce doublet dans le cadre d'une simulation, une fois le critère de contribution défini, nous devons trouver l'ensemble des sous-parcours pour lesquels la somme de leurs profondeurs optiques répond au dit critère. Il peut s'agir d'une fraction de la profondeur optique totale ou une variation de la transmittance ($T =\exp(-\tau)$) supérieure produisant un effet plus important que le bruit. Nous sommons les profondeurs optiques en démarrant du toit atmosphérique côté jour jusqu'à celui, d'indice $j$, à partir duquel le $\tau\_{j}$ ne répondra plus au critère de contribution, et nous faisons de même en partant du toit côté nuit jusqu'à ce que le $\tau\_{n}$ ne vérifie plus le critère de contribution, où $n$ serait l'indice du sous-parcours limite. Une fois les sous-parcours $j$ et $n$ déterminés, connaissant leurs positions nous en déduisons les angles formés par rapport au terminateur. Par exemple, avec un critère de 1/100, la région comprise entre ces deux angles de pénétration, pour une longueur d'onde $\lambda$ et un rayon échantillon de coordonnées $(\rho,\theta)$ donnés, contient 99$\%$ de l'absorption atmosphérique.

\vspace{0.3cm}

Nous avons préféré travailler avec un critère reposant sur une variation de la transmittance $T$. \`A une longueur d'onde donnée, nous calculons l'ordre de grandeur du bruit attendu lors d'une observation (stellaire et/ou instrumental). Ce bruit se traduit par un écart acceptable sur le flux relatif ou le rayon effectif mesuré de l'exoplanète et de son atmosphère. De par la connaissance de l'évolution de la transmittance avec l'altitude dans la zone de transition (passage d'une atmosphère opaque à une atmosphère transparente), nous en déduisons la variation $\Delta T$ nécessaire pour que le spectre soit décalé d'un $\sigma$ de sa valeur mesurée (voir \app{AppB}). Sur une atmosphère homogène, la profondeur optique évolue exclusivement avec la densité moléculaire, qui décroit exponentiellement avec la distance au terminateur, et l'angle de pénétration est symétrique par rapport au terminateur. La \fig{Open\_Pene} représente une estimation de l'angle d'ouverture et de l'angle de pénétration en fonction du niveau en pression sondé, du rayon à 10 Bar et de la hauteur d'échelle. Comme nous pouvons le constater, l'angle de pénétration est globalement 3 à 4 fois plus faible que l'angle d'ouverture. Ainsi, dans le cas d'une exoplanète du type GJ 1214 b \citep{CHD09}, les angles de pénétration devraient avoisiner les 9\degree de part et d'autre du terminateur (modulés par d'éventuels effets tangentiels) et chuteraient à 5 - 6\degree pour un Jupiter chaud du type HD 209458 b \citep{RIL07}.

\vspace{0.3cm}

\`A ces angles nous associons ce que nous définissons comme le central, soit la position la plus contributrice qui, en l'absence d'hétérogénéités tangentielles, correspondra au terminateur mais qui, le cas échéant, pourra être localisé différemment. Si le central n'est pas localisé au sein de la colonne du terminateur, alors l'argument voulant négliger les autres sous-parcours ne tient plus d'office. Dans le cas contraire, nous nous devons de comparer l'angle de pénétration avec l'ouverture de la colonne au terminateur, et s'il est très supérieur, l'argument ne tient plus non plus. Dans toutes les situations pour lesquelles l'angle de pénétration serait proche ou inférieur à l'ouverture de la colonne, alors le parcours total peut se résumer au sous-parcours centré sur le terminateur et le spectre ne s'imprégnera que de ses propriétés.

\vspace{0.3cm}

L'angle d'ouverture d'une atmosphère discuté dans le chapitre \chap{chap:structure} et présenté de manière plus détaillée en \app{AppA} n'est pas suffisant dans nos réflexions pour pressentir et estimer l'impact des hétérogénéités tangentielles sur les observables et leurs inversions, il nous faut raisonner aussi en termes d'angle de pénétration. Une exoplanète et son atmosphère de rapport $\mathrm{R\_p/H\_0}$ petit, comme c'était le cas dans le chapitre précédent, a de fortes chances d'être sensible à ces hétérogénéités puisque les rayons échantillons traversent une plus grande diversité de colonnes atmosphériques. Mais si pour une raison ou une autre les angles de pénétration s'avèrent trop faibles (inférieurs au pas en longitude de la simulation), nous n'observerons pas de biais tangentiels dans la solution TauREx. Dans ce cas de figure, le terminateur devient la seule région d'intérêt spectroscopique puisqu'il est seul contributeur à la signature atmosphérique.

\subsubsection{Dans la simulation de GJ1214b les hétérogénéités tangentielles ne s'expriment pas (ou peu)}

\vspace{0.3cm}

Le cas de GJ 1214 b est doublement particulier~:

\begin{itemize}

\item{Il ne présente pas des hétérogénéités très intenses en température comme de celles que l'on pourrait observer sur des simulations de Jupiters chauds en rotation synchrone (\citet{KAT15}, \citet{MOJ11}, \citet{PAV18}). }

\item{L'angle d'ouverture est grand puisque la planète est de petites dimensions pour une hauteur d'échelle élevée du fait des températures qui y règnent et de la composition dominée par $\dihy$ et $\helium$, l'angle de pénétration moyen attendu l'est également (de l'ordre de 18 - 20\degree sur l'ouverture totale).}

\end{itemize}

Nous sommes donc à l'interface entre des cas où les effets tangentiels peuvent avoir un réel impact du fait d'un angle de pénétration large et celui où ils ne se ressentent pas du fait de leurs faibles gradient. Les \figs{Pene\_GJ}{Pene\_Diff\_GJ} montrent les angles d'ouverture et de pénétration de l'atmosphère de GJ 1214 b pour tous les angles $\theta$ et toutes les longueurs d'onde. Une exploitation détaillée des résultats obtenus est proposée en \app{AppB} et les résultats ont déjà été exploités dans le \chap{chap:application} pour soutenir les observations faites sur les spectres et sur les résultats de l'inversion. La conclusion générale que l'on peut tirer de cette étude est que cette simulation fait intervenir trop de biais de natures différentes, et que les biais tangentiels détectables naissent essentiellement des hétérogénéités en composition. Si cette même étude souligne qu'en l'absence de ces dernières, le décalage vers le côté jour de la région de pénétration devrait induire un biais thermique vers les plus hautes températures, elle montre également qu'ils ne sont finalement pas observables car majoritairement compensés sur presque toute la gamme spectrale (dominée par le méthane). Ils ne s'expriment que par l'intermédiaire du dioxyde de carbone qui est trop peu représenté pour impacter significativement l'inversion sur la température.

\vspace{0.3cm}

Pour simplifier notre investigation nous devons donc limiter les paramètres libres. Dans ce qui suit, nous avons cherché à mettre en évidence les effets strictement liés à la température, que ce soit au travers de la hauteur d'échelle ou au travers des propriétés optiques des molécules. Nous allons par la même occasion explorer l'influence de l'amplitude de ces hétérogénéités et l'influence des dimensions de l'exoplanète sur les biais thermiques. C'est dans cette optique que nous travaillerons sur atmosphères types, réparties en 3 amplitudes de températures pour 2 dimensions d'exoplanètes~:

\begin{itemize}

\item{Trois aux dimensions de GJ 1214 b, la première évoluant sur une amplitude en température proche de celle constatée dans la simulation de \citet{CHB15}, et deux autres de plus petits rapports $\mathrm{R\_p/H\_0}$, dont un correspondant au cas extrême, voire à la limite de la physique, d'une mini-Neptune ultra-chaude. }

\item{Trois aux dimensions de HD 209458 b, exoplanète beaucoup plus grande que GJ 1214 b (rayon 5,5 fois supérieur, soit 15 fois le rayon terrestre), avec des amplitudes en température qui nous permettront d'explorer le domaine des Jupiters tempérés comme celui des Jupiters chauds, la dernière se rapprochant de la simulation atmosphérique discutées dans \citet{LIS18}.}

\end{itemize}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure}[h!]

\centering

\includegraphics[width=14cm]{figures/BiaisT/Entete\_5.pdf}

\end{figure}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%% Table 1

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{table\*}

\caption[]{Caractéristiques des exoplanètes et de leurs étoiles hôtes.}

\centering

\label{inversion}

\begin{tabular}{|c c c c c c c l| } % 8 columns

\hline\hline

Paramètres & $\Rp$ & $\Mp$ & $\gsurf$ & $\Rs$ & $\Ms$ & $\Ts$ & $\d\_{\star}$ \\

\hline

Unités & $\Rj$ & $\Mj$ & $\unitg$ & $\Rsun$ & $\Msun$ & K & a.l. \\

\hline

GJ 1214 b & 0,2464 & 0,0206 & 8,795 & 0,2065 & 0,157 & 3000 & 42,5 \\

HD 209458 b & 1,367 & 0,6925 & 9,605 & 1,155 & 0,690 & 6065 & 154 \\

\hline\hline

\end{tabular}

\end{table\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%% Table 1

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\subsection{Structure des atmosphères synthétiques}

Nous allons décrire les deux types de structures atmosphériques sur lesquelles nous allons baser toute notre étude dans le but d'isoler les biais liés aux hétérogénéités tangentielles, puis d'observer de quelle manière des hétérogénéités verticales peuvent les influencer.

\subsubsection{Les atmosphères aux colonnes isothermes}

\vspace{0.3cm}

Pour isoler les effets thermiques, nous avons simulé des atmosphères en supposant que les exoplanètes sont en rotation synchrone autour de leurs étoiles hôtes et en simplifiant leurs structures. Nous limitons ainsi le nombre de paramètres à 3~: le rayon planétaire (ou à 10 Bar) $\Rp$, la température T et l'abondance pour un absorbant unique $\chi\_{mol}$. Les profiles thermiques sont simulés de la manière suivante~:

\begin{itemize}

\item{Nous introduisons un contraste en température entre un côté jour chaud ($\Tj$) et un côté nuit froid ($\Tn$).}

\item{La transition entre les deux côtés peut être brutale et se produire au terminateur, l'atmosphère résultant ayant alors une forme de champignon avec pour tête le côté jour et pour pied le côté nuit.}

\item{Nous introduisons ce que nous avons appelé l'angle de contraste $\beta$ comme étant l'étalement angulaire de la transition en température entre le côté chaud et le côté froid (défini par rapport au plan du terminateur). S'il est nul, nous retrouvons le cas du champignon, s'il est égal à 180\degree, alors la température évolue linéairement entre la température élevée du côté jour depuis le point substellaire et la température faible du côté nuit jusqu'au point anti-stellaire, dans quel cas l'atmosphère a plutôt une forme de poire.}

\item{Nous pouvons appliquer tous les $\beta$ intermédiaires et ainsi nous rapprocher de structures plus proches de la réalité. Comme l'angle de contraste est défini par rapport au plan du terminateur, l'atmosphère est symétrique par rapport à l'axe d'observation.}

\item{\`A l'exception du cas du champignon, la température au terminateur est toujours égale à la moyenne du doublet de température $\Tn$ - $\Tj$ K que l'on considère. }

\item{Ces atmosphères sont dominées par un mélange $\mathrm{H\_2/He}$, avec un ratio constant et une fraction molaire en absorbant constante de $\chi=0,05$. Nous avons utilisé l'eau plutôt que le méthane comme absorbant pour la grande quantité de bandes d'absorption dans le proche infra-rouge et le visible et pour ne pas être gêné par les trous de données dont souffre le méthane.}

\end{itemize}

Si ces structures ne sont pas réalistes en soi, elles permettent néanmoins d'étudier plus simplement les effets tangentiels en température qu'avec une simulation réaliste puisque nous écartons les biais introduis par la structure verticale des profils ainsi que les biais azimutaux. Les doublets de températures ont été choisis en fonction des simulations réalisées sur GJ 1214 b \citep{CHB15} et HD 209458 b \citep{LIS18}, dans le souci toujours de se rapprocher des cas concrets, puis de manière un peu plus générale pour étendre l'étude. Ainsi~:

\begin{itemize}

\item{le doublet 300 - 650 K est assez représentatif de la simulation de GJ 1214 b}

\item{le doublet 1000 - 1800 K est plus adapté pour HD 209458 b}

\item{les doublets 500 - 1000 K et 1000 - 1500 K, communs aux deux types d'exoplanète, ont été appliqués pour affiner l'étude.}

\end{itemize}

Nous conservons dans tous les cas les paramètres planétaires de ces deux objets et leur associons les atmosphères aux doublets correspondant. Nous couvrons ainsi différents types de corps~: les objets tempérées comme les objets chauds, et nous couvrons également différents types de contrastes. Le doublet 300 - 650 K multiplie par 2 la hauteur d'échelle entre les deux hémisphères et la sensibilité des sections efficaces avec la température est maximale (en moyenne 2 - 3 ordres de grandeur). Le doublet 500 - 1000 K a un rapport des hauteurs d'échelle très proche mais les sections efficaces augmentent moins vite avec la température. Le doublet 1000 - 1500 K présente une dissymétrie moins forte de l'extension spatiale de l'atmosphère et les sections efficaces n'évoluent plus que sur un ordre de grandeur entre les températures extrêmes. Enfin le doublet 1000 - 1800 rétablit presqu'un facteur 2 entre les hauteurs d'échelle tout en reposant sur une faible sensibilité des sections efficaces avec la température. Nous espérons ainsi dégager des comportements plutôt géométriques et d'autres plutôt spectroscopiques.

\vspace{0.3cm}

Les \figs{Pan1}{Pan2}, illustrent la structure des atmosphères que nous générons de cette manière avec une exoplanète aux dimensions de GJ 1214 b. Le cadre de gauche donne les coupes méridionales (portées par la ligne de visée, soit l'axe étoile hôte/observateur) en pression et celui de droite en température. Au sein de chaque cadre, à gauche, nous avons diminué le rayon planétaire afin de mieux percevoir les hétérogénéités, tandis que nous proposons à droite la représentation à l'échelle afin de visualiser l'importance de l'atmosphère par rapport à l'exoplanète. Cette structure est symétrique par rapport à la ligne de visée donc elle est identique quelle que soit la coupe portée par cet axe. La pression de surface est fixée à $\Psurf=10^6$ Pa et la pression de toit à $\Ph=10^{-4}$ Pa. Avec une telle amplitude, nous sommes certain d'atteindre la convergence des spectres discutée dans le chapitre précédent (voir \chap{chap:validation}). L'altitude du toit atmosphérique est déduite de la hauteur d'échelle du côté chaud, ainsi la pression de toit est également la pression maximale que nous pouvons sonder en haute atmosphère. Nous avons illustré ces structures pour des angles de contraste $\beta$ de 0\degree, 45\degree, 90\degree, 135\degree, et 180\degree.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Panel\_G\_300\_650\_NI.pdf}

\caption{Coupes équatoriales de l'atmosphère de GJ 1214 b, le cadre de gauche illustre la structure en pression (à rayon réduit ou à l'échelle) et celui de droite la structure en température (à rayon réduit ou à l'échelle) pour le doublet 300 - 650 K. De haut en bas sont représentés respectivement les cas associés à des angles de contraste valent~: 0\degree, 45\degree, 90\degree, 135\degree et 180\degree. GJ1214 est à gauche de ces planètes tandis que l'observateur est à droite. }

\label{Pan1}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Panel\_G\_glob\_NI.pdf}

\caption{Coupes équatoriales de l'atmosphère de GJ 1214 b, le cadre de gauche illustre la structure en pression (à rayon réduit ou à l'échelle) et celui de droite la structure en température (à rayon réduit ou à l'échelle). Les 3 premières figures concernent le doublet 500 - 1000 K, tandis que les 3 derniers concernent le doublet 1000 - 1500 K. Dans chaque cas, sont représentés respectivement les cas associés à des angles de contraste valant~: $45$\degree, $90$\degree, et $180$\degree. GJ 1214 est à gauche de ces planètes tandis que l'observateur est à droite. }

\label{Pan2}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\vspace{0.3cm}

Les structures atmosphériques étant les mêmes entre les deux types d'astres, nous n'avons représenté que les coupes à l'échelle dans le cas d'une exoplanète aux dimensions de HD 20958 b avec la \fig{Pan\_HD\_NI}. Elle se scinde en deux cadres, celui du haut représente pour chaque doublet de température les structures atmosphériques en pression puis en température pour un angle de contraste $\beta$ de 30\degree. Le cadre du dessous expose les mêmes informations mais cette fois-ci pour l'angle de contraste maximal (soit 180\degree). La pression de surface, la pression de toit, et la manière dont sont construites les atmosphères sont identiques au cas de GJ 1214 b, mais nous voulions mettre en évidence de par cette visualisation deux points~:

\begin{itemize}

\item{L'importance de l'aire atmosphérique en comparaison avec le coeur de l'exoplanète qui est beaucoup plus faible que dans le cas de GJ 1214 b, ce qui va probablement avoir un effet sur l'importance ou la persistance des biais observationnels.}

\item{Les angles d'ouverture et de pénétration discutés précédemment sont également plus faibles dans le cas de HD 209458 b que dans celui de GJ 1214b, ce qui va nous permettre d'en étudier l'influence sur les biais. }

\end{itemize}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Panel\_HD\_NI.pdf}

\caption{Coupes équatoriales à l'échelle de l'atmosphère à colonnes isothermes de HD 209458 b. Cadre du haut~: en haut~: coupes en pression (exprimée en puissance de 10) pour les 3 doublets 500 - 1000 K, 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K et un angle de contraste $\beta =30\degree$ ; en bas~: coupes en température (exprimée en K) correspondantes. Cadre du bas~: en haut~: coupes en pression (exprimée en puissance de 10) pour les 3 doublets 500 - 1000 K, 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K et un angle de contraste $\beta =180\degree$ ; en bas~: coupes en température (exprimée en K) correspondantes. HD 209458 est à gauche de ces planètes tandis que l'observateur est à droite.}

\label{Pan\_HD\_NI}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\subsubsection{Les atmosphères aux colonnes à deux températures}

\vspace{0.3cm}

Si les structures atmosphériques précédentes sont très éloignées de la réalité, elles permettent dans un premier temps d'isoler les biais générés par les hétérogénéités purement tangentielles. Pour se rapprocher des cas réels ou des simulations complexes, nous ajoutons une hétérogénéité supplémentaire rencontrée dans toutes les atmosphères denses, à savoir une troposphère globalement isotherme et de température élevée. Nous la modélisons par une couche qui s'étend depuis la surface jusqu'à une pression, et donc une altitude, prédéfinies. \`A partir de la simulation de GJ 1214 b décrite dans \citet{CHB15} mais aussi celle de HD 209458 b décrite dans \citet{LIS18}, nous avons choisi une pression de délimitation de $10^3$ Pa. Dans le cas du doublet 300 - 650 K, nous avons même tenté avec $10^2$ Pa pour illustrer le cas d'une pollution totale par l'isotherme dans les spectres en transmission. La température de cette couche isotherme est fixée à celle du point sub-stellaire même si nous avons conscience qu'elle est généralement bien plus élevée (voir \fig{P\_T}). Les colonnes atmosphériques de ces simulations sont donc marquées par une discontinuité de température à $10^3$ Pa et nous appellerons ces atmosphères~: "colonnes à deux températures".

\vspace{0.3cm}

Les \figs{Pan\_1}{Pan\_2} illustrent ses structures avec une exoplanète aux dimensions de GJ 1214 b. Le cadre de gauche donne les coupes méridionales, toujours portées par la ligne de visée, en pression et celui de droite en température. Au sein de chaque cadre, à gauche, nous avons diminué le rayon planétaire afin de mieux percevoir les hétérogénéités, et nous proposons à droite une représentation à l'échelle. Nous avons fourni une illustration pour des angles de contraste de 0\degree, 45\degree, 90\degree, 135\degree, et 180\degree. La couche isotherme étant à la même température que le côté jour, les atmosphères ne sont dilatées qu'au sein de l'angle de contraste et du côté nuit. Elle représente entre 18 et 24 couches des grilles sphériques, ceci dépendant de la température chaude du doublet.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Panel\_G\_300\_650.pdf}

\caption{Coupes équatoriales de l'atmosphère de GJ 1214 b, le cadre de gauche illustre la structure en pression (à rayon réduit ou à l'échelle) et celui de droite la structure en température (à rayon réduit ou à l'échelle) pour le doublet 300 - 650 K. De haut en bas sont représentés respectivement les cas associés à des angles de contraste valent~: 0\degree, 45\degree, 90\degree, 135\degree et 180\degree. La couche isotherme en basse atmosphère s'arrête à $10^3$ Pa. GJ 1214 est à gauche de ces planètes tandis que l'observateur est à droite. }

\label{Pan\_1}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Panel\_G\_glob.pdf}

\caption{Coupes équatoriales de l'atmosphère de GJ 1214 b, le cadre de gauche illustre la structure en pression (à rayon réduit ou à l'échelle) et celui de droite la structure en température (à rayon réduit ou à l'échelle). Les 3 premières figures concernent le doublet 500 - 1000 K, tandis que les 3 derniers concernent le doublet 1000 - 1500 K. Dans chaque cas, sont représentés respectivement les cas associés à des angles de contraste valant~: 45\degree, 90\degree, et 180\degree. La couche isotherme en basse atmosphère s'arrête à $10^3$ Pa. GJ 1214 est à gauche de ces planètes tandis que l'observateur est à droite. }

\label{Pan\_2}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\vspace{0.3cm}

La \fig{Pan\_HD} illustre ces mêmes structures atmosphériques mais dans le cas d'une exoplanète des dimensions de HD 209458 b. Comme pour la \fig{Pan\_HD\_NI}, nous l'avons séparé en deux cadres, celui du haut pour un angle de contraste de 30\degree et celui du bas à 180\degree. Dans les deux cas nous proposons les coupes méridionales portées par la ligne de visée en pression, en température, et à l'échelle. La dilatation des parties de l'atmosphère n'étant pas à la température du point sub-stellaire est plus franche pour un objet de ces dimensions car la gravité diminue moins rapidement. En conséquence, la couche isotherme comprend entre les 22 et 25 premières couches de la simulation.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Panel\_HD.pdf}

\caption{Coupes équatoriales à l'échelle des atmosphères aux colonnes à 2 températures de HD 209458 b. Cadre du haut~: en haut~: coupes en pression (exprimée en puissance de 10) pour les 3 doublets 500 - 1000 K, 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K et un angle de contraste $\beta =30\degree$ ; en bas~: coupes en température (exprimée en K) correspondantes. Cadre du bas~: en haut~: coupes en pression (exprimée en puissance de 10) pour les 3 doublets 500 - 1000 K, 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K et un angle de contraste $\beta =180\degree$ ; en bas~: coupes en température (exprimée en K) correspondantes. La couche isotherme en basse atmosphère s'arrête à $10^3$ Pa. HD 209458 est à gauche de ces planètes tandis que l'observateur est à droite.}

\label{Pan\_HD}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\vspace{0.3cm}

Nous appliquons ensuite Pytmosph3R sur ces simulations afin de générer les spectres associés et commencer notre étude. \`A noter que le code a tourné dans sa version 3D et non dans sa version 1D pour tenir compte des problèmes liés à la résolution de la grille sphérique de base.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\subsection{Paramétrisation de TauREx}\label{sec:paramT}

\subsubsection{Système de paramètre et distribution $a$ $priori$}

Par cette démarche, nous limitons le nombre de paramètres libres dans l'inversion à 3~: le rayon planétaire, la température et l'abondance en absorbant. Nous utilisons le mode isotherme et iso-abondance de TauREx qui est le premier mode de fonctionnement mis à notre disposition et que nous avons exploré. Les spectres obtenus grâce à Pytmosph3R appliqué aux atmosphères synthétiques seront donc inversées sur la base de cet espace des paramètres. Pour toutes les simulations exploitées nous avons utilisé les distributions a priori suivantes~:

\begin{itemize}

\item{le rayon à 10 Bar $\Rp$~: fonction porte bornée $[$0,1 ; 0,4$]$ pour la mini-Neptune et $[$0,5 ; 2$]$ pour la géante gazeuse, }

\item{la température T~: fonction porte bornée $[$200 ; 2000$]$ dans les deux cas,}

\item{la fraction molaire en eau $\mathrm{log\_{10}(\chi\_{\eau})}$: fonction porte bornée $[$0 ; 1$]$ dans les deux cas,}

\item{le poids moléculaire moyen $\mu$~: fonction porte bornée $[$0 ; 0,4$]$ dans les deux cas.}

\end{itemize}

Le poids moléculaire moyen est corrélé à la fraction molaire en eau, ce qui n'en fait pas un paramètre libre à part entière, néanmoins le fait de l'ouvrir en tant que paramètre d'inversion permet éventuellement d'imposer une contrainte forte sur la composition de l'atmosphère. La pression de surface et de toit sont les mêmes que celles utilisées pour la génération atmosphérique, ainsi que le ratio $\mathrm{He/H\_2}$ qui a une influence non négligeable sur la hauteur d'échelle.

\subsubsection{Discussion sur le choix des données moléculaires}

En ce qui concerne les données spectroscopiques, le set de section efficace utilisé dans un premier temps est le set $\wno$ qui évolue entre $10$ et $30000$ $\unitwn$, soit entre $0,333$ et $1000$ $\unitwl$. Nous n'utilisons pas l'intégralité de la gamme spectrale lors de la génération des spectres ou lors de l'inversion, nous nous cantonnons aux domaines des instruments compétents en la matière et à venir, soit essentiellement entre $0,6$ et $20$, voire entre $1$ et $10$ $\unitwl$. Pytmosph3R étant générique du point de vue de la nature des sources d'opacité, nous pouvons utiliser n'importe quel set, nous nous sommes d'abord tourné vers celui-ci car le nombre de bandes était intéressant, ni trop élevé, ni trop faible d'un point de vue strictement technique. Nous n'avons pas eu le temps d'explorer d'autres bases de données lors de cette étude. Nous souhaitions également effectuer ce travail sur la base de k-distributions calquées sur les bandes d'observation des appareils du JWST ou de ceux d'ARIEL, mais à l'issue de ce travail, TauREx ne fonctionnait pas encore avec ce mode. D'importantes avancées devraient voir le jour à l'issue de la collaboration étroite entre le Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux (LAB) et l'University College London (UCL) sur ce dernier point. L'utilisation de ces k-distributions devraient alors permettre d'explorer plus efficacement et plus rapidement le champ d'étude que nous ouvrons ici. En attendant, nous travaillons en mode "raie par raie".

\vspace{0.3cm}

Les choix de la gamme spectrale et du set de section efficace peuvent s'avérer importants lorsque nous effectuons une inversion. Le set $\wno$, qui était pratique pour des raisons techniques, l'est beaucoup moins du fait de sa résolution variable. Elle explose effectivement dans le visible et décroit sur plusieurs ordres de grandeur dans le proche infra-rouge qui est le domaine spectral de prédilection pour la caractérisation atmosphérique. Par conséquent, nous pouvions nous attendre à une pondération importante du rouge et du très proche infra-rouge lors des inversions alors que l'essentiel de l'information moléculaire est contenue à plus grande longueur d'onde, qui est en conséquence beaucoup moins représentée. La bonne manière de réaliser ce travail aurait été de résoudre à très haute résolution le transfert radiatif au moyen de Pytmosph3R, ce qui est réalisable mais pas dans des temps de calcul raisonnables, puis de ré-échantillonner le spectre à haute résolution afin qu'il corresponde à la résolution de l'appareil souhaité. TauREx serait à son tour sollicité avec le même set de section efficace, ce qui augmente, là-encore, considérablement les temps de calculs et les besoins en mémoire vive. Cette démarche n'était donc pas seulement très coûteuse en temps, mais elle était aussi très exigeante en ressources. Suite à une collaboration avec Ingo Waldmann (UCL), nous l'avons finalement appliqué dans les cas clés et à partir du set $\wno$, tout en gardant à l'esprit que ce dernier est loin d'être un set de données à haute résolution. Il ne permet le ré-échantillonnage de manière convenable qu'entre 0,6 et 10 $\unitwl$, soit tant que la résolution est supérieure à la résolution minimale de l'instrument (ici R = 100). Les résultats obtenus serviront d'une certaine manière de référence pour discuter des résultats obtenus avec ceux obtenus par $\wno$. Néanmoins, si $\wno$ ne repose certes pas sur un échantillonnage optimal au vue de l'instrumentation qui nous intéresse, ils sont suffisants pour illustrer, au moins d'un point de vue qualitatif, les biais thermiques que nous cherchons à caractériser.

\subsubsection{Calcul du bruit et des barres d'erreur associés aux spectres d'entrée}

Enfin nous devons bruiter les spectres et leur associer des barres d'erreur. Dans tout ce qui va suivre, nous nous sommes placés dans le cas d'une observation réalisée par un télescope comme le JWST, mais nous adoptons les résolutions du set de section efficace pour estimer le bruit de photon $\sigma \_{\mathrm{obs},\lambda}$. Nous appliquons la formule \eq{bruit} en effectuant l'intégration point après point pour tenir compte de la résolution variable.

\balign{\label{bruit}

\sigma \_{\mathrm{obs},\lambda} &=\frac{1}{\sqrt{\mathrm{N}\_{\mathrm{obs},\lambda}}} \\

\mathrm{N}\_{\mathrm{obs},\lambda} &= \frac{\pi \tau\_{\lambda} \c \Delta \mathrm{t} \Rs^2 \mathrm{A}}{2\d\_\star^2}\int\_{\lambda\_{wl}}^{\lambda\_{wl+1}} \frac{\d \lambda}{\lambda^4\left(\exp(\frac{\hP\c}{\kB \Ts \lambda}-1)\right)}

}

avec, rappelons-le, $\mathrm{N}\_{\mathrm{obs},\lambda} $ le nombre de photons collecté à une longueur d'onde donnée, $\tau\_{\lambda}$ le rendement de photon de l'instrument (ici identifié à celui des instruments du JWST), $\mathrm{A}$ est la surface de captation de ce dernier (également prise à 25 $\mathrm{m^2}$ comme le JWST), $\Delta \mathrm{t}$ le temps d'intégration que nous avons établi à 8400 s, $\d\_\star$ la distance de l'étoile ici correspondant respectivement 42,5 et 154 années lumière et $\Ts$ sa température effective. Les bornes d'intégration $\lambda\_{wl}$ et $\lambda\_{wl+1}$, ne sont plus calculées à partir de la résolution instrument mais déduites de la résolution constante en nombre d'onde du set ($R = 10$ $\unitwn$). $\sigma \_{\mathrm{obs},\lambda}$ serviront à la fois à bruiter le signal (gaussien d'écart-type $\sigma \_{\mathrm{obs},\lambda}$) et comme barre d'erreur aux spectres d'entrée inversés par TauREx.

\vspace{0.3cm}

L'étude réalisée au laboratoire ne comprend pas les systématiques de l'instrument qui devraient augmenter significativement les barres d'erreur du spectre d'entrée mais aussi celles des distributions \textit{a posteriori}, et en particulier au-delà de 10 $\unitwl$. Nous garderons à l'esprit que les comportements que nous allons mettre en évidence dans les paragraphes à venir peuvent voir leurs impacts s'amoindrir avec des recouvrements plus francs entre les distribution \textit{a posteriori}. L'étude réalisée en collaboration avec l'UCL tient compte de ces systématiques via le simulateur de bruit PandExo développé par \citet{BAN17}. Cet algorithme est capable de simuler des observations "réelles" à partir de n'importe quel spectre en transmission et pour tous les modes d'observation du JWST (tant que la résolution d'entrée le permet). Cet apport nous permettra d'avoir un peu plus de recul en termes d'incertitudes sur les résultats que nous aurons obtenu.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\section{Impact sur les spectres en transmission}\label{sec:transmi}

Nous pouvons déjà formuler un certain nombre de remarques par l'observation des spectres en transmission des atmosphères, à l'image de ce que nous avions fait pour la simulation GCM de GJ 1214 b. Nous allons voir qu'ils nous donnent des informations précieuses sur les valeurs de l'angle de contraste $\beta$ pour lesquelles les spectres sont suffisamment différents pour engendrer des variations notables sur les résultats de leurs inversions par TauREx. Une tendance va se profiler et laisser entrevoir une dépendance au rayon planétaire, à l'amplitude du doublet de température et à la gamme de températures.

\subsection{Cas de la mini-Neptune}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=14cm]{figures/BiaisT/GJspectra.pdf}

\caption{Spectres en transmission obtenu au moyen de Pytmosph3R sur les atmosphères à colonnes isothermes (en haut) et celles à deux températures (en bas). Sont superposés les spectres pour les angles $\beta$~: 0\degree, 7\degree, 14\degree, 22\degree, 29\degree, 37\degree, 45\degree, 52\degree, 59\degree, 67\degree, 75\degree, 82\degree et 90\degree. Ils sont indicés dans l'ordre de 0 à 12 sur les figures, et regroupés lorsque les spectres ne sont plus suffisamment discernables. Les spectres en traits pleins noirs correspondent toujours aux angles extrêmes (cas champignons et poires). Les 3 doublets de températures sont proposés sur la même figure et sont indiqués au dessus des paquets de spectres correspondants. Dans le cas des colonnes à deux températures, l'interface entre la couche isotherme et la plus haute atmosphère est représentée par un trait plein (300 - 650 K, bleu ; 500 - 1000 K, vert ; 1000 - 1500 K, rouge).}

\label{GJspec}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/GJDiff.pdf}

\caption{Différences entre les spectres de la \fig{GJspec} calculées à partir du spectre $\beta = 0$\degree et exprimées en ppm. \`A gauche sont représentées ces différences pour les 3 doublets de températures avec des colonnes isothermes. Ces mêmes figures sont représentées à droite dans le cas des colonnes à deux températures. Les échelles ne sont pas les mêmes pour les deux types d'exoplanètes.}

\label{GJdiff}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\subsubsection{Les spectres en transmission et leurs diféfrences}

La \fig{GJspec} propose les spectres en transmission obtenus par l'outil Pytmosph3R à partir des structures atmosphériques à colonnes isothermes ou à deux températures précédemment présentées. Afin de mieux visualiser les différences entre les doublets sélectionnés, mais aussi les variations sur les spectres en fonction des angles de contraste, nous n'avons représenté qu'une douzaine d'entre eux si on exclut le cas champignon correspondant à une transition brutale entre le côté jour et le côté nuit ($\beta = 0\degree$). Le pas est donc de 15\degree pour balayer tous les cas entre 0\degree (cas champignon) et 180\degree d'ouverture (cas poire). Les indices sur les courbes indiquent l'identité de l'angle de contraste comme un multiple de ce pas, ainsi la courbe annotée 1 correspond à $\beta = 7,5$\degree et ainsi de suite jusqu'à 12 qui correspond à $\beta = 180$\degree. Nous regroupons les indices lorsque les spectres sont tellement proches les uns des autres que nous ne pouvons plus les distinguer. Pour chaque série de $\beta$, le groupe de courbes est compris entre deux spectres de couleur noire correspondant aux cas extrêmes ($\beta = 0\degree$ et $\beta=180\degree$) et forme ce qu'on appellera un paquet. Le spectre noir de plus grande amplitude est associé au cas champignon tandis que le plus faible au cas de la poire. Le doublet de températures correspondant au paquet est indiqué à proximité. Enfin notons que ces spectres ne sont pas ceux utilisés comme entrées dans l'algorithme de traitement du signal, ils sont bruités avant l'étape d'inversion comme cela a été présenté dans le paragraphe précédent (voir \sect{sec:paramT}). En présence de bruit, si la tendance reste évidente pour les premiers angles de contraste, elle s'estompe rapidement, rendant la figure totalement illisible et les différences absolues fondues dans le bruit.

\vspace{0.3cm}

La \fig{GJdiff}, quant à elle, donne les différences entre les spectres au sein de chaque paquet. Cette différence est exprimée en ppm et est calculée en prenant pour référence le cas extrême $\beta=0$\degree pour lequel l'absorption est la plus intense. Là aussi, dans un souci de comparaison, nous avons ordonné les figures de manière à pouvoir immédiatement comparer les différences en présence (à droite) ou en l'absence de la couche isotherme (à gauche). L'attention est apporté lors de la lecture de ces graphiques que les échelles ne sont plus les mêmes entre les deux approches. La courbe noire correspond à la différence enregistrée entre les deux cas extrêmes et les autres courbes sont indicées de la même manière que dans la \fig{GJspec}.

\subsubsection{Des spectres qui convergent au-delà d'un angle de convergence}

Commentons dans un premier temps la série à colonnes isothermes. Les doublets de températures ayant un effet à la fois sur la hauteur d'échelle et sur le pouvoir absorbant (qui augmente significativement avec la température quand elle est inférieure à 1200 K), plus la gamme de températures est élevée, plus le flux relatif l'est également. \`A cela s'ajoute l'expansion des paquets (groupe de spectres d'un même doublet de température) lorsque $\beta$ varie entre 0\degree et 180\degree. Les différences entre les spectres au sein d'un doublet augmentent très fortement avec la gamme et l'amplitude en température. De 100 ppm à plus de 1600 ppm pour le cas 300 - 650 K (suivant le domaine de longueur d'onde et l'angle $\beta$ considéré), nous passons à 200 - 3800 ppm avec le doublet 500 - 1000 K et 300 - 8000 ppm avec le doublet 1000 - 1500 K. Il ne fait donc absolument aucun doute que malgré la présence, à l'exception du cas champignon, d'un terminateur commun à la température moyenne, ces atmosphères n'ont pas du tout les mêmes signatures spectroscopiques et que leurs inversions vont nous renvoyer des solutions très différentes. Impossible néanmoins de véritablement raisonner sur cette seule base pour tenter de prédire de quelle manière les biais vont se manifester, sur quels paramètres (température ou abondance) et avec quelles intensités. Cependant, nous pouvons déjà constater une tendance lorsque l'angle de contraste grandit. Dans le cas 300 - 650 K, si les spectres pour $\beta$ compris entre 15\degree et 75\degree présentent avec le cas 0\degree, mais aussi entre eux, des écarts détectables, tous les autres, pour lesquels $\beta \ge 90$\degree, ne sont presque plus distinguables entre eux et présentent des différences quasi identiques avec le spectre de référence. Ces mêmes différences sont inférieures à un bruit moyen de l'ordre de 50 - 100 ppm dans cette gamme. \`A observables quasi-identiques et aux différences fondues dans le bruit, nous devrions aboutir à des solutions TauREx identiques, ou tout du moins très proches, et constater un effet de convergence sur les distributions \textit{a posteriori} des paramètres d'inversion. La même remarque peut être formulée avec les autres doublets de températures pour lesquels cette convergence devrait survenir respectivement aux alentours de $\beta=135$\degree et $\beta= 165$\degree, angles à partir desquels les différences entre les spectres sont inférieures à 100 ppm. Il n'est pas aisé d'estimer la sensibilité de TauREx vis-à-vis de ces différences et peut-être que cette convergence interviendra pour des angles plus faibles que ceux précédemment proposés.

\subsubsection{Effets directs de la couche isotherme sur les spectres}

Ajouter une couche isotherme à la température du côté jour a un effet très remarquable sur les spectres. Les doublets les plus affectés sont 300 - 650 K et 500 - 1000 K, qui sont également les moins opaques, les moins étendus, et ceux qui sondent plus bas dans l'atmosphère. Nous avons superposé sur la \fig{GJspec} la position de l'interface entre la couche isotherme et le reste de la structure atmosphérique régie en température par l'angle de contraste $\beta$. La courbe bleue est associée au doublet 300 - 650 K et la verte à 500 - 1000 K. Dans les deux cas, les spectres paraissent beaucoup plus resserrés au sein d'un paquet, voire pour certaines longueurs d'onde, quasi-superposables et comme nous pouvons le constater, cela survient aux bandes pour lesquelles le rayon effectif correspondant est proche ou inférieur à la position de la dite interface. L'extension spatiale et le pouvoir absorbant plus faibles de 300 - 650 K, et à moindre mesure de 500 - 1000 K, font que la région radiativement significative est aussi plus haute en pression, et qu'une partie du spectre est littéralement dominée par l'isotherme. Cet isotherme étant commun à tous les angles $\beta$, les signatures spectrales dans ces bandes sont indiscernables. Il y a donc fort à parier que l'atténuation des différences et la contraction des paquets ait pour conséquence d'observer~:

\begin{itemize}

\item{une convergence plus rapide que dans le cas des atmosphères sans couche isotherme et donc pour des angles de contraste plus faibles (visiblement autour de $\beta=45\degree$)}

\item{cette convergence s'effectuera vers des solutions très différentes puisque les spectres n'ont plus les mêmes allures}

\item{la pollution de la signature spectroscopique par la couche isotherme devrait se traduire par une température inversée intermédiaire entre celle de la dite couche et celle obtenue en son absence.}

\end{itemize}

L'effet direct de l'isotherme est nettement moins marqué pour le doublet 500 - 1000 K puisqu'il n'est traversé que pour quelques bandes du visible, mais nous constatons toujours une convergence légèrement plus rapide. Au vu des spectres que nous obtenons, elle devrait survenir pour un angle de contraste aux alentours de $\beta=105\degree$. Enfin dans le cas 1000 - 1500 K, les températures élevées font qu'à l'exception d'une petite bande du visible, les spectres présentent des allures au premier abord plutôt similaires à ceux précédemment discutés. La convergence devrait être tout aussi tardive que pour l'atmosphère à colonnes isothermes et être proche de 150\degree.

\subsubsection{Effets indirects de la couche isotherme sur les spectres}

Nous constatons dans tous les cas une compression plus ou moins intense des paquets dans les bandes qui ne sont pas affectées directement par l'isotherme, et ce même lorsque le niveau sondé est très éloigné de l'interface. Ceci se traduit sur la \fig{GJdiff} par des différences entre les deux extrêmes, mais aussi entre spectres intermédiaires, plus faibles de quelques centaines de ppm pour le doublet 300 - 650 K à 3000 ppm environ pour le doublet 1000 - 1500 K. Sur la \fig{GJspec}, en termes de flux relatif, les spectres des cas champignons sont très proches entre les deux études tandis que ceux des cas poires sont quant à eux très différents.

\vspace{0.3cm}

Dans les atmosphères poires, les amplitudes relativement faibles de nos doublets limitent la variété de températures dans les régions proches du terminateur. En conséquence, même si l'angle de pénétration est grand, c'est le terminateur qui domine très largement les parcours des rayons échantillons puisqu'il fait office de central. Nous pouvons ainsi considérer que la signature thermique, du point de vue des opacités, correspond à celle du terminateur. La forme du spectre est très proche de celui généré à partir d'une atmosphère isotherme à la température moyenne du doublet. Le flux plus important lorsque nous ajoutons une couche à haute température en basse atmosphère s'explique justement par l'extension plus importante de cette basse atmosphère. Les colonnes à deux températures, du terminateur notamment, ainsi que les régions radiativement significatives sont donc ré-haussées. Le contraste de densité moléculaire entre les colonnes aux températures proches de celle du côté jour et celles de plus faibles températures est beaucoup moins marqué et les contributions plus équilibrées. Les atmosphères à profils dithermes sont donc plus opaques, et portent des signatures spectroscopique plus équilibrées entre les températures chaudes et les températures froides comprises dans les régions de pénétration. Tous les cas intermédiaires subissent un effet similaire qui s'amoindrit très progressivement lorsque $\beta$ tend vers 0\degree. En résulte~:

\begin{itemize}

\item{la compression des paquets de spectre}

\item{une convergence plus rapide puisque les écarts entre les spectres sont plus faibles}

\item{une rétro-action de l'algorithme de traitement du signal sur l'abondance et le rayon à 10 Bar pour compenser les effets géométriques indirects car bien que les spectres champignons ne soient pas identiques aux deux types d'atmosphères, leurs allures, et donc leurs signatures thermiques, sont les mêmes. }

\end{itemize}

\vspace{0.3cm}

En conclusion, dans les cas 500 - 1000 K et 300 - 650 K, l'isotherme intervient directement dans la signature spectroscopique de l'atmosphère et risque de polluer très significativement les résultats de l'inversion. L'effet direct est prédominant pour le doublet 300 - 650 K est beaucoup plus modéré pour 500 - 1000 K. Tous les doublets subissent une altération géométrique découlant d'une basse atmosphère plus étendue et donc un effet indirect de l'isotherme. Lors de l'inversion, nous devrions donc constater, avec ces atmosphères aux colonnes à deux températures, deux tendances distinctes associées à des biais thermiques de deux types tout aussi distincts.

\subsection{Cas de la géante gazeuse}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=14cm]{figures/BiaisT/HDspectra.pdf}

\caption{Spectres en transmission obtenu au moyen de Pytmosph3R sur les atmosphères à colonnes isothermes (en haut) et celles à deux températures (en bas). Sont superposés les spectres pour les angles $\beta$~: 0, 7, 14, 22, 29, 37, 45, 52, 59, 67, 75, 82 et 90\degree. Ils sont indicés dans l'ordre de 0 à 12 sur les figures, et regroupés lorsque les spectres ne sont plus suffisamment discernables. Les spectres en traits pleins noirs correspondent toujours aux angles extrêmes (cas champignons et poires). Les 3 doublets de températures sont proposés sur la même figure et sont indiqués au dessus des paquets de spectres correspondants. Dans le cas des colonnes à deux températures, l'interface entre la couche isotherme et la plus haute atmosphère est représentée par un trait plein (300 - 650 K, bleu ; 500 - 1000 K, vert ; 1000 - 1500 K, rouge).}

\label{HDspec}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/HDDiff.pdf}

\caption{Différences entre les spectres de la figure \fig{GJspec} calculées à partir du spectre $\beta = 0$\degree et exprimées en ppm. \`A gauche sont représentées ces différences pour les 3 doublets de températures avec des colonnes isothermes. Ces mêmes figures sont représentées à droite dans le cas des colonnes à deux températures. Les échelles ne sont pas les mêmes entre les deux types d'exoplanète.}

\label{HDdiff}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

La \fig{HDspec} propose les spectres en transmission obtenus par l'outil Pytmosph3R à partir des structures atmosphériques à colonnes isothermes ou à deux températures avec une exoplanète aux dimensions de HD 209458 b. Nous rappelons que le pas est de 15\degree de contraste pour balayer tous les cas entre 0\degree (cas champignon) et 180\degree d'ouverture (cas poire). Les indices sur les courbes indiquent l'identité de cet angle comme un multiple du pas. Pour chaque série de $\beta$, le groupe de courbes est compris entre deux spectres de couleur noire correspondant aux cas extrêmes. Le spectre noir de plus grande amplitude est toujours associé au cas champignon tandis que le plus faible au cas de la poire. Le doublet correspondant au paquet est indiqué à proximité.

\vspace{0.3cm}

La \fig{HDdiff}, quant à elle, donne les différences entre les spectres. Cette différence est exprimée en ppm et est calculée en prenant pour référence les cas extrêmes $\beta=0$\degree pour lesquels l'absorption est la plus intense. \`A droite, les différences en présence d'une couche isotherme, à gauche en l'absence de cette couche. Nous rappelons que les échelles ne sont pas les mêmes entre les deux approches et que la courbe noire correspond à la différence enregistrée entre les deux cas extrêmes. Les autres courbes sont indicées de la même manière que dans la figure précédente.

\vspace{0.3cm}

Les commentaires formulés dans le paragraphe précédent au sujet de la Mini-Neptune s'appliquent aussi bien ici. De la même manière, nous observons la convergence des spectres lorsque $\beta$ augmente et nous constatons les mêmes effets directs ou indirects de la couche isotherme sur les spectres. Notons toutefois que, que ce soit pour les atmosphères à colonnes isothermes ou celles à deux températures, les convergences interviennent beaucoup plus rapidement qu'avec la mini-Neptune. Dans le premier cas, les angles de convergence sont respectivement proches de 45\degree, 75\degree et 90\degree si nous supposons un niveau de bruit acceptable de l'ordre de 50 ppm. Dans le deuxième cas, elles interviennent plus tôt pour des angles de 30 - 45\degree, 45 - 60\degree et 60 - 75\degree. Tout comme il a été souligné dans la partie précédente, la présence de la couche isotherme a pour effet indirect de compacter les spectres et d'accélérer leurs convergences. De même, à l'image des doublets 300 - 650 K et 500 - 1000 K de l'exoplanète précédente, la signature spectroscopique du cas 500 - 1000 K est directement affecté par la présence de la couche isotherme à 1000 K bien que cela soit moins marqué. Le visible et les bandes les moins absorbantes du proche infra-rouge sont concernées et traduisent d'un niveau sondé de plus basse altitude que l'interface. Cet exemple devrait donc diverger des autres dans son comportement vis-à-vis des paramètres d'inversion mais de manière moins spectaculaire qu'avec la Mini-Neptune.

\vspace{0.3cm}

L'amplification des tendances pour une exoplanète de plus grandes dimensions s'explique par le rapport $\mathrm{R\_p/H\_0}$ des deux objets d'étude. Ce rapport est beaucoup plus faible pour la géante gazeuse et cela réduit en conséquence l'angle d'ouverture moyen de la zone radiativement significative ainsi que l'angle de pénétration. L'influence de ce rapport $\mathrm{R\_p/H\_0}$ sur les angles d'ouverture et de pénétration est d'ailleurs détaillée dans \app{AppA} et nous avons placé pour les deux exoplanètes les 3 doublets de températures associés sur la \fig{Open\_Pene} (cercles bleus et rouges). Les $\psi$ des doublets de la mini-Neptune tournent respectivement autour de 20\degree, 28\degree et 38\degree, tandis que ceux de la géante gazeuse autour de 10\degree et 13\degree 15\degree. En divisant par 2 les angles de pénétration, nous divisons également par 2 la région réellement sondée dans les atmosphères de part et d'autre du terminateur (en n'oubliant pas la dissymétrie plus ou moins intense en fonction du contraste). Les effets de mixage thermique des sections efficaces sont en conséquence amoindris, puisque la diversité de température rencontrée par les rayons échantillons est plus faible, et la signature spectroscopique est moins sensible au contraste de température, ou tout du moins, nécessite qu'il soit beaucoup plus resserré autour du terminateur (faibles $\beta$) pour réellement impacter le spectre.

\vspace{0.3cm}

Ces commentaires et intuitions sont maintenant à confronter aux inversions elles-mêmes et nous tenterons de fournir une explication claire en plus quantitative des tendances tout en s'appuyant sur la \fig{GJspec}, la \fig{GJdiff}, la \fig{HDspec} et la \fig{HDdiff}.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\section{Impact sur le retrieval}\label{sec:RETRI}

Nous inversons les spectres obtenus au moyen de l'algorithme TauREx \citep{WAI15\_1} avec ou sans la couche isotherme. Nous allons établir une corrélation entre le comportement des distributions \textit{a posteriori} et l'angle de contraste $\beta$ et ainsi permettre un début de caractérisation des biais associés à des hétérogénéités tangentielles et/ou verticales en température. Nous raisonnerons tout d'abord à partir du critère de vraissemblance, ici le $\chi^2$ réduit, pour ensuite affiner nos conclusions avec les courbes d'évolution des paramètres libres. Nous appuierons notre argumentation au moyen des angles de pénétration $\psi\_{\star}$, $\psi\_{+}$ et de leurs dissymétries ($\psi\_{\star} - \psi\_{+}$) proposés en \app{AppC}.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure}[h!]

\centering

\includegraphics[width=14cm]{figures/BiaisT/Entete\_6.pdf}

\end{figure}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\subsection{Critère de vraissemblance et remarques associées}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Chi\_2.pdf}

\caption{$\chi^2$ réduit comme critère de vraissemblance pour les 6 études réalisées. Sont représentés à gauche les résultats dans le cas d'une exoplanète aux dimensions de GJ 1214 b, et à droite dans celui d'une exoplanète aux dimensions de HD 209458 b. Dans chaque graphique les carrés bleus sont associés au doublet de température le plus faible (respectivement 300 - 650 K et 500 - 1000 K), en vert le doublet intermédiaire (respectivement 500 - 1000 K et 1000 - 1500 K) et enfin en rouge le doublet de plus haute température (respectivement 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K). Certaines solutions ne sont pas représentées ici car leurs $\chi^2$ étaient trop élevés.}

\label{Chi\_2}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

La \fig{Chi\_2} expose le critère de vraissemblance obtenus lors des différentes inversions. Le critère utilisé est le $\chi^2$ réduit calculé comme suit~:

\balign{

\chi^2=\sum\_{\lambda}^{\mathrm{N}\_{\lambda}}\frac{(\delta\_{\mathrm{3D},\lambda}-\delta\_{\mathrm{1D},\lambda})^2}{\sigma\_{obs,\lambda}^2}\frac{1}{\mathrm{N}\_{\lambda}}

}

où $\delta\_{\mathrm{3D},\lambda}-\delta\_{\mathrm{1D},\lambda}$ serait la différence entre le spectre d'entrée (3D) et le spectre solution retourné par TauREx (1D), $\sigma\_{obs,\lambda}$ l'erreur sur le flux d'entrée à la longueur d'onde $\lambda$ considérée et $\mathrm{N}\_{\lambda}$ le nombre de raies dans la gamme utilisée lors de l'inversion. Lorsque ce coefficient est inférieur ou égal à 1, l'écart entre les spectres est en moyenne inférieur ou égal au bruit et les spectres sont considérés comme indiscernables. Lorsque sa valeur est supérieure à 1, les solutions deviennent de plus mauvaises qualités et cela indique en outre une plus grande difficulté rencontrée par l'algorithme de traitement du signal à trouver une solution "vraie" pour les spectres d'entrée concernés. Certaines solutions peuvent tout à fait correspondre à un minimum du critère de vraissemblance, lui-même basé sur l'évaluation du $\chi^2$, et pourtant ne pas correspondre à une solution représentative, c'est-à-dire avec un $\chi^2$ proche de 1. Il se peut aussi que les différents minima soient associés à des coefficients assez proches (1 et 2 par exemple), et cette dégénérescence ait finalement du sens. Pour l'ensemble des commentaires qui seront formulés dans les paragraphes à venir, nous nous appuierons uniquement sur les solutions pour lesquelles ce coefficient sera faible, nous avons toutefois laissé dans les figures, lorsqu'elles n'altéraient pas la lisibilité des graphiques, les dégénérescences obtenues sur les 3 paramètres libres. En conséquence, sur certaines d'entre elles, un paramètre pourra présenter une dégénérescence qui ne se retrouvera pas sur un autre paramètre parce que l'écart à la tendance globale sera trop important (et souvent la solution en question sera associée à un $\chi^2$ très grand).

\vspace{0.3cm}

De manière générale, les $\chi^2$ réduits des atmosphères de GJ 1214 b sont plus élevés que ceux de HD 209458 b, mais cela est en partie lié aux petites dimensions de la planète et de son étoile. En comparaison, ces mêmes coefficients peuvent paraitre aussi très faibles pour la dernière série d'études ("PandExo (1-10 microns)"). Le bruit associé aux spectres est dans cette étude beaucoup plus grand puisqu'il tient compte des systématiques de l'instrument, relaxant par ailleurs la contrainte des spectres. Toutefois dans l'ensemble, les $\chi^2$ réduits sont soit médiocres (2 - 3), soit bons (< 2) et dans quelques rares cas assez mauvais (> 3). Concernant les atmosphères aux colonnes isothermes, comme nous pouvons le constater, les cas champignons ($\beta=0$\degree) sont bien contraints avec des coefficients proches ou inférieurs à 1, et tous ceux se rapprochant de la structure en poire ont également des coefficients proches de 1. Nous retrouvons d'ailleurs l'effet de convergence pressenti dans le paragraphe précédent (voir \sect{sec:transmi}). Les plus grosses difficultés ont été rencontrées pour les atmosphères à colonnes isothermes et en particulier pour les angles de contraste faibles, compris entre 10\degree et 60\degree. TauREx propose en effet des solutions de moins bonne qualité pour ces angles qui correspondent également à des transitions abruptes entre le côté chaud et le côté froid de l'atmosphère, sans être parfaitement nettes. La diversité de température, certes faible, mais de grande amplitude imprégnant le spectre de sa signature complique clairement l'identification à une atmosphère isotherme. Cet intervalle d'angle de contraste génère donc les biais les plus complexes à compenser par TauREx.

\vspace{0.3cm}

Concernant les atmosphères présentant une couche isotherme, les $\chi^2$ réduits sont plutôt satisfaisants mais ils indiquent tout de même une influence non négligeable de cette couche dans la vraissemblance des solutions que TauREx veut nous proposer. Les paquets fortement pollués de manière directe par la signature spectroscopique de la basse atmosphère chaude, à savoir les doublets 300 - 650 K et 500 - 1000 K pour GJ 1214 b et le cas 500 - 1000 K pour HD 209458 b, perdent la tendance précédemment soulignée et voit leurs $\chi^2$ réduits augmenter jusqu'à une valeur seuil. Plus les spectres sondent bas dans l'atmosphère, plus la couche isotherme l'imprègne et plus le mixage thermique est compliqué à contraindre. Cela affecte donc les doublets de plus basses températures et l'effet s'accentue avec l'angle de contraste. Enfin les résultats obtenus à la résolution du JWST et en utilisant le générateur de bruit PandExo suivent des tendances plus stables avec lesquelles nous pouvons clairement observer deux types de convergences~:

\begin{itemize}

\item{Les convergences piquées~: la qualité décroit jusqu'à passer par un minimum avant de croître et de se stabiliser au-delà d'un angle de contraste (GJ 1214 b~: 1000 - 1500 K ; HD 209458 b~: 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K).}

\item{Les convergences à seuil~: la qualité décroit jusqu'à une valeur maximale du $\chi^2$ réduit atteinte à partir d'un angle de contraste qui dépend de l'exoplanète, du doublet, probablement de sa gamme et de son amplitude (GJ 1214 b~: 300 - 650 K et 500 - 1000 K ; HD 209458 b~: 500 - 1000 K).}

\end{itemize}

Nous serons donc confronté à deux comportements distincts dans l'évolution des distributions \textit{a posteriori} retournées pour chaque paramètre d'inversion. Dans les paragraphes suivants, nous avons pris le parti de présenter les résultats puis de développer nos interprétations avec le cas le plus simple des atmosphères à colonnes isothermes, puis d'identifier l'origine des différences constatées lorsque nous rajoutons une couche isotherme, et enfin lorsque nous changeons de set de section efficace et de gamme spectrale d'inversion. Nos interprétations et explications seront à la fois supportées par la vraissemblance des solutions et par l'étude des angles de pénétration proposée en \app{AppC}.

\subsection{Atmosphères à colonnes isothermes}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Retrieve\_1.pdf}

\caption{Résultats des distributions \textit{a posteriori} obtenues après inversion des atmosphères hétérogènes en température. \`A gauche~: distribution dans le cas d'une exoplanète aux dimensions de GJ 1214 b ; à droite~: dans celui d'une exoplanète aux dimensions de HD 209458 b. Dans les deux cas, sont représentés les températures, l'abondance en eau et le rayon à 10 Bar et sont superposés les 3 doublets de températures testés, respectivement~: 300 - 650 K (bleu), 500 - 1000 K (vert) et 1000 - 1500 K (rouge) ; 500 - 1000 K (bleu), 1000 - 1500 K (vert) et 1000 - 1800 K (rouge). La température est normalisée par rapport à la température du côté jour et nous représentons cette température par un trait rouge, ainsi que la température au terminateur par un trait discontinu noir. L'abondance en $\eau$ est exprimée en puissance de 10 et la valeur initialement introduite dans les atmosphères est représentée par un trait discontinu noir. Le rayon à 10 Bar est normalisé par rapport à celui utilisé pour les simulations, représenté par un trait discontinu noir.}

\label{Ret\_1}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

Intéressons-nous à la première série d'atmosphères correspondant à la \fig{Pan1} avec des colonnes isothermes et un gradient de température linéaire sur un angle de contraste $\beta$ centré sur le terminateur. La \fig{Ret\_1} illustre les résultats obtenus dans le cas de la planète aux dimensions de GJ 1214 b (à gauche) et de celle aux dimensions de HD 209458 b (à droite). Comme nous l'avions fait remarquer, il ne faisait aucun doute que les hétérogénéités de température biaiseraient l'inversion de par la simple observation des spectres et de leurs différences, mais nous étions jusqu'alors incapable de préciser dans quels cas de figure et dans quelle mesure ils pouvaient nous duper sur l'identité des atmosphères que nous observions.

\subsubsection{Une moitié d'atmosphère et compensations entre paramètres libres}

Les tendances sont similaires pour les deux types d'exoplanètes. La température médiane part d'une valeur proche de celle du côté jour lorsque l'angle de contraste est nul (cas champignon) et tend progressivement vers la température du terminateur qui est la moyenne des températures extrêmes (cas poire). Il est intéressant de constater que dans le cas champignon, non seulement la température correspond à quelques degrés près à celle du côté jour, mais l'abondance en eau est également extrêmement bien contrainte en s'identifiant à la valeur attendue. Pour ces structures atmosphériques, tout se passe comme si le côté nuit de l'atmosphère était écranté par le côté jour. D'un point de vue spatial, nous pouvions déjà le pressentir dans la \fig{Pan1} sans pouvoir exactement estimer la balance des poids portés par chacun des côtés.

\vspace{0.3cm}

Les \figss{Pene\_duo\_GJ\_1}{Pene\_duo\_GJ\_2}{Pene\_duo\_GJ\_3} donnent les angles $\psi\_{\star}$ et $\psi\_{+}$ pour les 3 doublets de GJ 1214 b et dans les 3 cas, les atmosphères champignons présentent des angles de pénétration nuit proches de 0\degree (voire négatif) et des angles de pénétration jour quasi égaux aux dissymétries. Ainsi, sur l'ensemble du spectre, la région sondée pour ces atmosphères se localise exclusivement dans l'hémisphère jour. D'une certaine manière, nous avons donné à TauREx des moitiés d'atmosphères isothermes à la température des côtés jours, et pour compenser l'absence des autres moitiés, il a joué sur les autres paramètres. Nous avions déjà discuté des comportements de $\Rp$ et $\mu$ pour tenir compte de certains effets atmosphériques, comme la présence d'une couche isotherme, mais nous sommes confrontés à un autre type de compensation. Ici, la signature spectroscopique est imprégnée par les opacités de la température chaude, et l'algorithme ne peut pas s'en éloigner sans perdre en vraissemblance. Une atmosphère entière avec ces caractéristiques serait trop opaque pour le spectre d'entrée et absorberait plus haut. En conséquence, l'algorithme trouve le meilleur compromis entre~: la conservation de la température moléculaire T, celle de l'abondance en eau $\chi\_{\eau}$, une solution "vraie" et un rayon à 10 Bar compatible avec les rayons effectifs observés. Ceci se traduit par une diminution des dimensions de l'exoplanète. On pourrait également imaginer jouer sur l'abondance en eau pour diminuer la hauteur d'échelle et ainsi contracter l'atmosphère, ce qui aurait un effet similaire à celui de réduire $R\_p$. Toutefois, augmenter l'abondance dans le but d'accroitre $\mu$, et donc diminuer la hauteur d'échelle, aurait aussi pour effet de réduire l'intervalle de rayons effectifs sur lequel s'exprime le spectre, et donc de grandement impacter la vraissemblance de la solution. C'est d'ailleurs tout particulièrement le cas avec l'eau comme absorbant car elle présente une grande amplitude spectrale dans la gamme que nous avons retenu et sonde une large couche atmosphérique. Après vérification, la différence entre le spectre champignon et un spectre extrême correspondant à une moitié d'atmosphère à la température du côté chaud (sans le côté nuit), est de l'ordre du ppm.

\vspace{0.3cm}

Les résultats obtenus avec HD 209458 b sont semblables et les différences de température à $\beta=0$\degree sont de l'ordre de quelques K. Si nous rentrons dans le détail, les \figss{Pene\_duo\_HD\_1}{Pene\_duo\_HD\_2}{Pene\_duo\_HD\_3} fournissent toutes les informations sur les angles de pénétration. Pour les 3 doublets de températures, nous constatons que $\psi\_{+}$ est toujours 3 à 4 fois inférieur à $\psi\_{\star}$ sans pour autant s'approcher de 0\degree (entre 2\degree et 3\degree). Cela explique les écarts de températures, même si le côté jour reste largement dominant, et une diminution du rayon à 10 Bar qui ne correspond pas tout à fait à la compensation d'une demi-atmosphère chaude. En simulant cette moitié d'atmosphère dénuée de côté nuit et en comparant son spectre à celui du cas champignon nous trouvons un écart légèrement plus élevé de l'ordre de la dizaine de ppm. Les écarts étant ici très faibles, nous pouvons considérer que le comportement est identique pour les deux types d'exoplanète.

\subsubsection{Evolution des distributions \textit{a posteriori} avec l'angle de contraste et convergence}

En ouvrant l'angle de contraste nous augmentons le mixage thermique, l'algorithme éprouve tout d'abord des difficultés à trouver le bon compromis entre les 3 paramètres avant de se stabiliser. En effet, même à petit $\beta$, le côté jour prédomine toujours sur le côté nuit car même si la zone $a$ $priori$ la plus importante dans la signature spectroscopique reste celle aux alentours du terminateur, nous sondons toujours davantage le côté jour plutôt que le côté nuit. Les figures de l'\app{AppC} soutiennent nos propos par une dissymétrie toujours positive. Cette dissymétrie augmente brusquement dès que l'angle de contraste n'est plus nul, traduisant d'une information localisée plus profondément dans l'hémisphère jour puisque le terminateur se refroidit. \`A mesure que l'angle de contraste augmente~:

\begin{itemize}

\item{La dissymétrie diminue et la zone réellement sondée par les rayons échantillons se resserre autour du terminateur sans pour autant atteindre la symétrie.}

\item{$\psi\_{\star}$ diminue, donc nous pénétrons moins profondément dans l'hémisphère jour. Les températures maximales accessibles décroissent par l'augmentation de l'angle de contraste (les températures chaudes sont plus éloignées du terminateur) et la diversité de l'information spectroscopique est de plus en plus faible.}

\item{$\psi\_{+}$ augmente en parallèle, le côté nuit se réchauffe progressivement, son absorption devient de moins en moins négligeable et sa signature s'impose de plus en plus.}

\item{Sans surprise, l'angle de pénétration suit lui aussi une tendance dictée par la brutalité ou la douceur du contraste de température et ses valeurs comme sa dissymétrie convergent lorsque $\beta$ est très grand.}

\end{itemize}

Cela se manifeste sur les distributions \textit{a posteriori} par une diminution de la température qui sera toujours plus proche du parcours dominant, et donc des températures du côté jour pour converger vers celle du terminateur. Si nous prenons pour exemple le doublet 500 - 1000 K de GJ 1214 b, la \fig{Pene\_duo\_GJ\_4} nous indique qu'à $\beta=30$\degree, l'angle de pénétration est de l'ordre de $(24\degree,3\degree)$. L'intervalle de température correspondant, et donc réellement ressenti, est compris entre approximativement 700 K et $\Tj = 1000$ K puisque $\psi\_{\star} > \beta/2$. TauREx propose une solution à 865 K, soit pour une colonne représentative qui serait à 8\degree du plan du terminateur. A l'inverse, pour $\beta=150$\degree, l'angle de pénétration est plutôt de l'ordre de $(15-21\degree,8-10\degree)$ et sonde l'intervalle de température $[715-720 , 800-820]$ K soit une amplitude d'à peine 100 K. Cette faible gamme rend progressivement au terminateur sa domination et la solution inversée, qui est à 760 K soit pour un central à 3\degree seulement, correspond suivant la résolution de la simulation à la colonne du terminateur ou en tout cas, à une colonne très proche. Pour les $\beta$ intermédiaires, les températures perçues par les rayons échantillons évoluent entre une température proche de celle du terminateur, mais qui diminue avec $\beta$, et une température proche ou égale à celle du point sub-stellaire. C'est cette large diversité qui en explique la contrainte délicate, se remarquant sur les $\chi^2$ réduits qui explosent justement quand l'amplitude en température est supérieure à $(\Tj - \Tn)/2$. Si nous reprenons le cas $\beta = 30$\degree du doublet 500 - 1000 K, le $\chi^2$ réduit passe ainsi de 0,3 à 2. Lorsque l'angle de pénétration jour est proche du demi-angle de contraste, l'intervalle de température traversé par les rayons échantillons est maximal et la difficulté éprouvé par TauREx a trouver une solution fidèle atteint son paroxysme.

\vspace{0.3cm}

Concernant les deux autres paramètres. Le rayon à 10 Bar compense toujours le fait qu'une partie de l'atmosphère (pour les angles supérieurs à $\beta$) du côté nuit ne s'exprime pas ou très peu, mais la déviation diminue à mesure que nous ouvrons la région de transition et que la région sondée se symétrise par rapport au terminateur. L'abondance en eau permet quant à elle de jouer sur la hauteur d'échelle locale et ainsi de mieux moduler le spectre si la température qui lui est associée n'est pas suffisamment représentative. En conséquence elle ne subit d'écarts que lorsque la solution est de mauvaise qualité et est très bien contrainte le reste du temps.

\vspace{0.3cm}

Enfin dès lors que le demi-angle de contraste devient très grand devant l'angle de pénétration, la température converge vers celle du terminateur, le rayon à 10 Bar vers la valeur d'entrée et l'abondance vers celle des simulations. Le cas de la poire et/ou ceux qui s'en rapprochent n'induisent pas d'hétérogénéités en température suffisamment fortes pour provoquer un biais notable sur les spectres, et nous sommes typiquement dans le cadre de l'approximation consistant à ne se focaliser que sur le terminateur (méthode d'intégration des spectres aux limbes, \sect{sec:tech}). Nous perdons alors l'information sur le caractère hétérogène de l'atmosphère.

\vspace{0.3cm}

Ces remarques et explications valent pour les deux types d'exoplanète mais les convergences semblent dépendre de la gamme de température comme du rayon planétaire.

\subsubsection{Vélocité de la convergence en fonction des paramètres planétaires et atmosphériques}

En ce qui concerne GJ 1214 b, la convergence vers une température intermédiaire est beaucoup plus lente que pour HD 209458 b, et ce avec des caractéristiques atmosphériques similaires (à l'exception de la hauteur d'échelle puisque la gravité de surface des deux objets diffère et évolue plus lentement pour la géante gazeuse du fait de ses dimensions). Avec le set $\wno$ utilisé, nous ne l'atteignons même pas tout à fait pour le doublet 1000 - 1500 K de GJ 1214 b quand le contraste est maximal. Nous considérons que la convergence est atteinte lorsque les paramètres n'évoluent presque plus et surtout que les barres d'erreur commencent à se recouvrir. Ainsi, à partir des distributions \textit{a posteriori}, nous la localisons respectivement aux alentours de $90$\degree, $120$\degree et $150$\degree d'angle de contraste pour la mini-Neptune, et pour des angles compris entre 80\degree et 100\degree pour la géante.

\vspace{0.3cm}

Premièrement, nous retrouvons des valeurs proches de celles que nous avions avancé lorsque nous avons commenté les spectres d'entrée (voir \sect{transmi}). Ces mêmes valeurs sont également cohérentes avec la convergence du $\chi^2$ réduit. La dissymétrie de l'angle de pénétration atteint également sa convergence pour des angles de contraste similaires bien que ce soit plus délicat de l'observer sur les figures de l'\app{AppC}. Troisièmement, est soulevé ici un effet des dimensions de l'exoplanète sur le biais thermique qui s'explique par la pénétration de l'atmosphère. Le rapport $\mathrm{R\_p/H\_0}$ de HD 209458 b est 5,5 fois plus grand, à doublets identiques, que celui de GJ 1214 b, et ce faisant, la zone radiativement significative est comprise au sein d'un angle de pénétration également plus faible. Il passe ainsi de 15 - 27\degree à 4 - 8\degree pour le doublet commun 500 - 1000 K et de 20 - 40\degree à 6 - 10\degree pour le doublet 1000 - 1500 K (voir \figs{Pene\_duo\_GJ\_4}{Pene\_duo\_GJ\_6} ; \figs{Pene\_duo\_HD\_2}{Pene\_duo\_HD\_4}). De plus faibles angles de pénétration impliquent un mixage moins contraignant à inverser par TauREx et l'angle de contraste $\beta$ devient plus rapidement supérieur. La température de convergence est d'ailleurs nettement plus proche de celle du terminateur car pour les $\beta$ très élevés, l'angle de pénétration et l'intervalle de température sondé sont tellement faibles qu'il ne reste presque plus que la température du terminateur pour réellement s'imposer. La dissymétrie est d'ailleurs beaucoup plus faible (1 - 2\degree) qu'avec la mini-Neptune, ce qui montre bien que l'angle de pénétration est très resserré et presque centré sur le terminateur. Une fois la convergence atteinte, hormis quelques fluctuations, les grandeurs retournées par l'algorithme de traitement du signal restent constantes.

\vspace{0.3cm}

En suivant notre raisonnement, il n'est pas étonnant de constater que quelque soit le cas considéré, l'écart entre les températures extrêmes et leurs rapports sont décisifs dans la vélocité de la convergence précédemment discutée. Leurs influences sont plus simples à mettre en évidence avec GJ 1214 b. Le cas 300 - 650 K atteint la convergence seulement quelques degrés avant le cas 500 - 1000 K, tandis que le cas 1000 - 1500 K ne converge que beaucoup plus tardivement, voire pas du tout. Qui plus est, à faibles $\beta$, la diminution de la température n'est pas aussi franche pour les deux doublets à 500 K d'amplitude que pour celui à 350 K. Si on observe les atmosphères de HD 209458 b, les doublets à 500 K d'amplitude ont des comportements proches, avec une décroissance légèrement plus rapide pour le doublet 500 - 1000 K, tandis que le cas à 800 K d'amplitude diminue plus lentement sur les premiers $\beta$ avant de s'écrouler pour atteindre la convergence en quelques dizaines degrés. L'amplitude entre les températures extrêmes conditionne celle qui va être rencontrée au sein de l'angle de pénétration. Une atmosphère avec un gradient de température fort (grande amplitude) imposera donc également une plus large diversité d'identités spectroscopiques par le biais des sections efficaces. Il sera alors plus difficile de trouver une température qui fera le compromis entre le mixage réellement rencontré dans l'atmosphère, les parties à haute température absorbant davantage que celles à basse température, et ce qu'un modèle à 1 température peut reproduire. Donc lorsque nous disions que la convergence était atteinte du moment où les températures rencontrées étaient suffisamment proches pour être assimilables à celle du terminateur lors de l'inversion, il parait évident que l'opération soit plus délicate à atteindre lorsque nos atmosphères sont particulièrement contrastées.

\vspace{0.3cm}

La persistance d'un biais intense va dépendre essentiellement, là encore, de l'angle de pénétration. Pour une amplitude donnée, si l'angle de pénétration est très grand, il retarde sur des $\beta$ plus élevés l'expression des températures intermédiaires, et évidemment celle des températures plus froides. Tant que la température $\Tj$ s'exprime sur un angle non négligeable, la température retournée reste très proche de $\Tj$. De la même manière, lorsque l'angle de contraste devient supérieur à l'angle de pénétration, la chute de l'amplitude des températures sondées est d'autant plus rapide que la différence $\Tj-\Tn$ est grande. Nous le remarquons avec les figures de l'\app{AppC} pour les plus grandes longueurs d'onde, aux sections efficaces moins sensibles à la température et qui peuvent présenter des comportements exacerbés pour les premiers $\beta$ avant de suivre la tendance générale. Notons que cet effet dépend également de la sensibilité des sections efficaces avec la température. Dans notre cas, l'absorption de l'eau augmentent très fortement pour des températures inférieures à 1 200 K, et encore plus fortement entre 300 et 750 K. Le doublet 500 - 1000 K est donc celui qui présente à la fois le plus grand écart de température et la plus grande variation de section efficace, et la courbe $T=f(\beta)$ est fortement déformée aux faibles $\beta$, plus que le doublet 1000 -1500 K qui a une décroissance plus progressive reposant sur des variations d'opacités plus faibles.

\vspace{0.3cm}

Soulignons tout de même le simple effet géométrique qui accentue, par-delà la dépendance avec la température des sections efficaces, la dissymétrie de l'angle de pénétration puisque la hauteur d'échelle est une fonction linéaire de T. Ainsi, le rapport des hauteurs d'échelle conditionne d'un point de vue spatial celui des rapports de contribution des côtés chauds et froids. Un rapport $\Tj/\Tn$ élevé comme c'est le cas pour les situations 300 - 650 K et 500 - 1000 K induit un côté jour deux fois plus étendu que le côté nuit, et ceci favorise l'expression du côté jour et donc des hautes températures. Si ce rapport décroit, les extensions spatiales se rapprochent pour les deux côtés et ceci favorise, en comparaison avec le cas précédent, l'expression du côté nuit. Le rapport des composantes de l'angle de pénétration $\psi\_{\star}/\psi{+}$ passe par exemple d'un facteur 3 pour les doublets 300 - 650 K et 500 - 1000 K tandis qu'il n'est plus que de 2 pour le doublet 1000 - 1500 K aux $\beta$ intermédiaires. Cet effet est d'autant plus marqué que le rapport $\mathrm{R\_p/H\_0}$ est faible puisqu'il est accentué par la décroissante rapide de la gravité avec l'altitude. Il est plus compliqué de l'établir dans le cas de HD 209458 b, notamment parce que ses angles de pénétration sont déjà faibles et que la résolution des simulations que nous avons utilisées n'est pas bonne. Les pas en longitude sont de 5,625\degree, ce qui veut dire qu'à l'équateur, les rayons échantillons ne traversent qu'au maximum 3 colonnes différentes, et donc 3 températures.

\subsubsection{Conclusions sur les biais thermiques en l'absence d'hétérogénéités verticales}

\vspace{0.3cm}

Si nous devions conclure sur les biais thermiques observés dans le cas des atmosphères à colonnes isothermes~:

\begin{itemize}

\item{Lorsque la transition entre le côté chaud et le côté froid est très brutal, nous ne conservons d'informations que sur le côté chaud.}

\item{Nous perdons l'information sur les deux côtés du moment où cette transition s'effectue sur un angle proche ou supérieur à l'angle de pénétration qui peut s'estimer à partir du rapport $\mathrm{R\_p/H\_0}$, seule la signature du terminateur nous est accessible. }

\item{Les biais thermiques dépendant de l'angle de pénétration, ils dépendent également de $\mathrm{R\_p/H\_0}$. Plus ce rapport est grand, plus le biais persiste sur des angles de contraste grands, et inversement. }

\item{Plus l'écart de température $\Tj-\Tn$ est grand, et plus la persistance des biais thermiques intenses (fortes déviations des températures retournées) risque de s'étaler sur de plus grands angles de contraste.}

\item{Lors de cette étude, l'abondance de la molécule est relativement bien contrainte quel que soit l'angle de contraste. }

\item{Le rayon à 10 Bar reste un paramètre de compensation. }

\end{itemize}

Dans le cas de la simulation de GJ 1214 b, l'amplitude de température est plus proche du cas 300 - 650 K avec un angle de contraste entre 30\degree et 45\degree, sans être linéaire comme nous l'avons supposé dans cette étude. Sur la \fig{Ret\_1}, on remarque que cet angle n'est dans la zone de convergence et donc que les biais thermiques tangentiels devraient subsister sans pour autant être de très grande ampleur. \`A cela s'ajoutaient les effets radiaux, les effets de composition et des effets verticaux. Il y a néanmoins fort à parier que le même objet mais avec une amplitude et/ou une gamme de températures plus élevées subirait des biais tangentiels très intenses se manifestant par une caractérisation atmosphérique essentiellement portée par le côté jour lors de son inversion.

\vspace{0.3cm}

Nous discuterons plus en détails des effets azimutaux dans \sect{sec:retour}, et notamment de la dilution qu'ils peuvent générer, et nous allons à présent mettre en évidence l'influence de la basse atmosphère de plus haute température sur les résultats que nous avons obtenues ainsi que les interactions possibles entre les biais tangentiels et les biais verticaux.

\subsection{Atmosphères à deux températures}

Comme nous le soulignions dans le paragraphe précédent, les atmosphères à colonnes isothermes sont intéressantes en tant que cas d'école, mais sont très loin de la réalité. Pour s'en rapprocher, nous avons proposé des simulations présentant une couche atmosphérique isotherme délimitée à un niveau de pression obtenu à partir des observations faites sur le panel de simulations publiées dans la littérature. Les résultats de l'inversion de ces atmosphères sont compilés dans la \fig{Ret\_2}.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Retrieve\_2.pdf}

\caption{Résultats des distributions \textit{a posteriori} obtenues après inversion des atmosphères hétérogènes en température. \`A gauche~: distribution dans le cas d'une exoplanète des dimensions de GJ 1214 b ; à droite~: dans celui d'une exoplanète des dimensions de HD 209458 b. Dans les deux cas, sont représentés les températures, l'abondance en eau et le rayon à 10 Bar et sont superposés les 3 doublets de températures testés, respectivement~: 300 - 650 K (bleu), 500 - 1000 K (vert) et 1000 - 1500 K (rouge) ; 500 - 1000 K (bleu), 1000 - 1500 K (vert) et 1000 - 1800 K (rouge). La température est normalisée par rapport à la température du côté jour et de l'isotherme. Nous représentons cette température par un trait rouge, ainsi que la température au terminateur par un trait discontinu noir. L'abondance en $\eau$ est exprimée en puissance de 10 et la valeur initialement introduite dans les atmosphères est représentée par un trait discontinu noir. Le rayon à 10 Bar est normalisé par rapport à celui utilisé pour les simulations, représenté par un trait discontinu noir. }

\label{Ret\_2}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\vspace{0.3cm}

Tout d'abord, la plupart des commentaires formulés lors de l'étude précédente sont aussi valables dans le cadre de celle-ci~:

\begin{itemize}

\item{Lorsque la transition entre le côté chaud et le côté froid est très brutal, nous ne conservons essentiellement que l'information sur le côté chaud, bien que nous ne retrouvons pas exactement les caractéristiques d'une demi-atmosphère à la température $\Tj$. }

\item{Lorsque la transition s'effectue sur un angle de contraste proche ou supérieur à l'angle d'ouverture et supérieur à deux fois l'angle de pénétration, seule la signature du terminateur nous est accessible tant que d'autres biais n'interviennent pas dans sa caractérisation (nous préciserons ce point dans les paragraphes qui suivent). }

\item{La dépendance avec $\Rp/\Hsurf$ de la convergence est toujours observable, et donc d'autant plus rapide que ce rapport est faible. }

\item{Nous observons toujours une assez bonne contrainte de l'abondance de la molécule active tant que d'autres biais n'interviennent pas dans sa caractérisation (nous préciserons ce point dans les paragraphes qui suivent). }

\item{Le rayon à 10 Bar sert toujours de compensateur. }

\end{itemize}

Certains points nécessitent des précisions, notamment en ce concerne les doublets de plus basses températures, et ce, pour les deux types d'exoplanète.

\subsubsection{Effets indirects de la couche isotherme sur les distribution \textit{\textbf{a posteriori}}}

Nous avons déjà discuté à deux reprises du comportement du rayon à 10 Bar jouant le rôle de compensateur dans l'optique de permettre la correspondance entre le spectre d'un modèle 1D et celui de la simulation 3D. Nous expliquions le rayon sous-estimé dans la partie précédente comme la compensation de la "perte" d'une partie de la moitié froide de l'atmosphère. Dans le cas d'une transition brutale, les cas champignons, le rayon à 10 Bar est proche ou légèrement sous-estimé par rapport à celui de la simulation alors que la température retournée est certes proche de celle du côté chaud, mais s'en écarte tout de même de 5 à 10 $\%$ suivant le doublet ou le type d'exoplanète. Deux aspects essentiels sont corrélés ici et nous allons voir que nous ne voyons finalement pas la même chose que dans l'étude précédente.

\vspace{0.3cm}

Premièrement, en ajoutant une couche isotherme à la température du côté jour jusqu'à 10 mBar, nous avons réhaussé les colonnes du côté nuit sans toucher à celles du côté jour, qui restent inchangées, puisqu'elles sont à la même température. La conséquence est que nous ne pouvons plus affirmer que ce côté est totalement écranté. Il s'exprime très légèrement mais suffisamment pour que le résultat de l'inversion ne contiennent plus exclusivement l'information des hautes températures, cela se ressentant sur ce petit écart, mais aussi sur un rayon à 10 Bar plus grand. Deuxièmement, si le côté nuit s'exprime du fait de sa structure et de son expansion, les bandes les moins absorbantes traduiront davantage de ce mixage entre les opacités extrêmes que les bandes les plus intenses, qui elles ne porteront que l'information du côté chaud. Si une température un peu plus faible traduit au mieux de cette variété, il est nécessaire de replacer convenablement la zone radiativement significative, ce qui se répercute sur le rayon à 10 Bar par une valeur plus élevée que si la température s'était identifiée à celle du côté jour. Le paramètre compense ainsi à la fois la dissymétrie de l'atmosphère et l'écart en température, ou en extension spatiale, de la couche isotherme et du côté jour.

\vspace{0.3cm}

\`A l'image de la tendance observée dans le cas des colonnes isothermes, ce rayon augmente jusqu'à atteindre la convergence. Contrairement au cas précédent, il est surestimé pour presque tous les angles de contraste. La dissymétrie atmosphérique nécessite de moins en moins une compensation lorsque nous ouvrons la région de contraste, mais d'un autre côté, la température du modèle 1D décroissant, l'algorithme doit augmenter $\Rp$ pour traduire de la présence de la couche isotherme qui est beaucoup plus chaude. Par un simple calcul, en remplaçant le rayon à 10 Bar et la température par les valeurs de convergence, nous retrouvons à quelques dizaines de km près les mêmes niveaux d'altitude à 10 mBar. Notons d'ailleurs que si nous écartons le cas 500 - 1000 K de HD 209458 b, les tendances sont identiques au cas sans isotherme, et les arguments que nous avons avancé sur l'influence de l'amplitude et de la gamme de températures sur la vitesse de convergence à faibles $\beta$ et à fort $\beta$ se retrouvent bien. En écartant le cas 300 - 650 K pour GJ 1214 b, nous avons le même sentiment pour les faibles $\beta$, mais ils se perdent par la suite par une convergence précoce de la température avec le doublet 500 - 1000 K.

\vspace{0.3cm}

Les effets indirects de la couche isotherme sur le transfert radiatif se retrouvent également sur les courbes de l'angle de pénétration en \app{AppC}. Pour les doublets cités, à l'exception des plus courtes longueurs d'onde, les angles de pénétration jour sont globalement plus faibles en présence de l'isotherme qu'en son absence, et les angles de pénétration nuit plus élevés. La dissymétrie diminue également, et d'autant plus à mesure que nous augmentons l'angle de contraste. \`A vrai dire, cette dissymétrie développe une dépendance avec la distance à la couche isotherme car plus le flux est bas, et plus les deux composantes se rapprochent l'une de l'autre, et ce, pour tous les angles de contraste. Les courbes donnent l'impression de se rejoindre jusqu'au moment où l'on sonde l'isotherme, ce que nous n'observons pas pour les atmosphères à colonnes isothermes. Ces comparaisons montrent bien que l'isotherme a permis au côté nuit de s'exprimer davantage rien que de par son existence.

\vspace{0.3cm}

Les doublets écartés ne respectent plus du tout ce que nous avions dit jusqu'ici et subissent l'interaction entre les biais tangentiels et les biais verticaux.

\subsubsection{Effets directs de la couche isotherme, interaction avec des biais verticaux}

Les cas 300 - 650 K et 500 - 1000 K pour GJ 1214 b, et 500 - 1000 K pour HD 209458 b présentent des tendances tout à fait distinctes de celles que nous avions pu observer jusqu'alors. Il s'agit ici d'une contamination par un autre type de biais. Lorsque nous observons les spectres (voir \fig{GJspec} et \fig{HDspec}) de cette série d'atmosphères, nous ne pouvons pas ignorer le fait que pour la plupart d'entre eux, les niveaux les plus bas en terme d'absorption sont indiscernables. En comparant les rayons effectifs associés à ces niveaux et les structures thermiques des atmosphères, nous nous rendons compte qu'ils sont en fait en dessous de 10 mBar, et donc que les rayons échantillons traversent au terminateur, voire profondément de part et d'autre, la couche isotherme. Et alors que dans l'étude précédente, les $\chi^2$ réduits étaient toujours très bons, passant par un maximum pour les $\beta$ faibles avant de diminuer jusqu'à une valeur plus qu'acceptable, ce coefficient ne diminue plus dans les 3 cas de figure précités et augmente ou stagne sur une valeur beaucoup moins satisfaisante (de l'ordre de 3 ou 4). Autrement dit, l'algorithme a beaucoup de mal à trouver un compromis entre les aspects géométriques, et donc essentiellement thermiques, de l'atmosphère et ses propriétés optiques. Toute une partie du spectre est marqué comme signature de la température du côté jour par le biais de la couche isotherme, et ce même à très grand $\beta$, tandis que l'autre partie s'imprègne des niveaux supérieurs, et à terme, de la température du terminateur. La persistance de l'expression des hautes températures entraine donc la convergence vers une température plus élevée que celle du terminateur, respectivement 130 K, 70 K et 100 K pour les 3 cas qui nous intéressent.

\vspace{0.3cm}

S'en suit un effet domino sur les autres paramètres libres et notamment l'abondance en eau qui devient assez largement surestimée. Dans le cas 300 - 650 K de GJ1214 b, elle est doublée, tandis que dans les deux autres cas elle est augmentée respectivement de 40$\%$ et 50$\%$ à la convergence. Ces valeurs pourraient paraitre acceptables, après tout nous étions relativement satisfait des résultats de l'inversion pour la simulation de \citet{CHB15} avec pourtant des déviations plus grandes. Toutefois, cet exemple comptait 6 molécules à contraindre tandis que nos atmosphères synthétiques n'en présentent qu'une seule. Qui plus est, au vue de la contrainte excellente obtenue lorsque cet effet vertical n'est pas introduit, nous pouvons parler d'écarts remarquables et gênants pour les observations à venir. La corrélation entre le poids moléculaire moyen, l'abondance et la température joue également sur le comportement du rayon à 10 Bar qui réagit en suivant une tendance distincte des autres cas. \'Etant donné ces corrélations, elles-mêmes liées au transfert radiatif, il est difficile de trouver une explication claire de ces tendances qui tiendra compte de tous ces aspects. Au premier ordre, si nous séparons les aspects géométriques et les aspects radiatifs, la contrainte de la température est dominée ici par les aspects radiatifs puisque c'est le mixage des opacités qui entraine sa surestimation. Cette température trop élevée entraine également une hauteur d'échelle trop élevée pour replacer convenablement la zone radiativement significative ainsi que son extension spatiale. L'algorithme trouve le compromis en jouant sur $\Rp$ et $\mu$ pour la positionner, tandis qu'il joue sur $\mu$ pour maintenir les niveaux extrêmes du spectre (les niveaux bas sont surélevés puisqu'ils sondent dans l'isotherme, les niveaux hauts dépendent de l'intensité du biais thermique horizontal), ce qui se traduit par une augmentation de $\mu$ et donc de l'abondance en eau. En effet, dans ces 3 cas, l'écart relatif en température par rapport à la température du terminateur est respectivement d'environ 27$\%$, 10$\%$ et 14$\%$. Le poids moléculaire moyen devient respectivement $0,00387$, $0,00340$ et $0,00348$ contre $0,00309$ dans les simulations, soit une déviation de 25$\%$, 10$\%$ et 13$\%$.

\vspace{0.3cm}

La domination de l'isotherme sur les hémisphères jour et nuit est spectaculaire puisqu'elle s'introduit dans les chemins par le terminateur. Nous pouvons le constater sur les courbes de l'angle de pénétration, du moment où le rayon échantillon sonde dans l'isotherme, la dissymétrie tend à s'annuler. Les angles de pénétration jour et nuit s'identifient, ils subissent une très forte diminution, et ce, pour tous les angles de contraste. Si la dissymétrie est parfaitement nulle, alors seule l'isotherme s'exprime, sinon, nous avons encore une partie de l'hémisphère jour qui participe à la profondeur optique. \'Etant donné les ordres de grandeur de ces angles, sonder une à deux couches en dessous de celle de l'interface suffit à assurer la domination totale de l'isotherme sur la gamme. Nous avons ajouté sur les courbes de la \fig{Ret\_2} l'exemple d'une atmosphère totalement écrasée par l'isotherme. Elle est identique à celle du doublet 300 - 650 K mais avec une couche isotherme qui s'arrête à 1 mBar. Plus de la moitié des raies sondent dedans, et les autres sont très fortement affectées indirectement. Comme nous pouvons le constater, la convergence est alors quasi-immédiate et la température de l'atmosphère est presque égale à $\Tj$. La proportion spectrale altérée par la basse atmosphère va donc directement conditionner l'intensité du biais thermique vertical. Contrairement aux biais tangentiels qui naissent sur des contrastes plus profonds de part et d'autre du terminateur, les bais verticaux prennent place au terminateur pour ensuite seulement s'étendre sur les régions limitrophes. En conséquence, les biais verticaux l'emportent rapidement sur les biais tangentiels.

\subsubsection{Conclusions sur les biais thermiques en présence d'hétérogénéités verticales}

\vspace{0.3cm}

Si nous devions conclure sur les biais thermiques observés dans le cas des atmosphères aux colonnes à deux températures~:

\begin{itemize}

\item{Lorsque la transition entre le côté chaud et le côté froid est très brutal, nous ne conservons essentiellement l'information du côté chaud à un petit écart de température près qui dépend du contraste $\Tj/\Tn$.}

\item{Nous convergeons du moment où cette transition s'effectue sur un angle de contraste plus grand que l'ouverture de l'atmosphère et seule la signature du terminateur nous est alors accessible. Cette convergence s'effectue pour un angle de contraste compris entre l'angle de pénétration et l'angle d'ouverture. }

\item{Les biais thermiques dépendant de l'angle de pénétration, ils dépendent également de $\mathrm{R\_p/H\_0}$. Plus ce rapport est grand, plus le biais persiste sur des angles de contraste grands, et inversement. }

\item{Plus l'écart de température $\Tj-\Tn$ est grand, et plus la persistance des biais thermiques intenses (fortes déviations des températures retournées) risque de s'étaler sur de plus grands angles de contraste.}

\item{Si une partie du spectre sonde plus bas que l'interface de la couche isotherme, cette dernière induit un biais thermique vertical qui se traduit par une température de convergence plus élevée que la température moyenne. }

\item{Plus la gamme spectrale affectée par la couche isotherme est importante et plus le biais vertical est intense. Il l'emporte nettement sur les biais tangentiels du moment où la convergence est atteinte. }

\item{Le rayon à 10 Bar reste un paramètre de compensation. }

\end{itemize}

\subsection{Approche analytique en soutien de nos conclusions}

Nous allons montrer que nous pouvons conforter l'ensemble des remarques formulées dans les paragraphes précédents avec une approche analytique. Nous allons appliquer pour cela les formules de Guillot \citep{GUT10}, mais sur deux demi-atmosphères correspondant au côté froid et au côté chaud dans le but d'en déterminer les rapports de contribution aux profondeurs optiques. Le détail des calculs aboutissant aux expressions qui vont suivre se retrouve dans l'\app{AppANAL}.

\subsubsection{Cas champignons, en l'absence de pollution directe par la couche isotherme}

Nous nous plaçons dans les deux situations où soit les colonnes atmosphériques sont isothermes, soit elles sont à deux températures du fait de l'existence d'une couche isotherme mais le niveau de transition est plus haut en altitude ($\zt > \zT$). Dans ce deuxième cas, nous avons montré que la profondeur optique pouvait s'exprimer comme~:

\balign{

\tau = n\_0\sigma\_{mol} \exp&{ \left( - \frac{ \HT \zt- ( \HT - \Hj)\zT }{ \Hj \HT } \right) } \sqrt{ \frac{ \pi\Rp\Hj }{ 2 } }\times \nonumber \\

&\times \left( 1 + \exp{ \left( - \frac{ \zt (\Hj - \Hn) - \zT( \Hj - \Hn) }{ \Hn \Hj } \right) } \sqrt{ \frac{ \pi\Rp\Hn }{ 2 } } \right) \label{tau\_T}

}

avec, rappelons-le, $n\_0$ la densité moléculaire de surface, $\zt$ l'altitude de transition, soit le rayon pour lequel $\tau=1$, $\zt$ et $\HT$ respectivement le niveau limite de la couche isotherme et la hauteur d'échelle lui correspondant, $\Hj$ et $\Hn$ les hauteurs d'échelle du côté jour et du côté nuit, et $\sigma\_{mol}$ la section efficace moyenne de l'ensemble du parcours. Nous avons fixé dans nos atmosphères la température de la couche isotherme à celle du côté jour ($\HT = \Hj$). En conséquence, nous pouvons simplifier l'équation \eq{tau\_T} comme~:

\balign{

\tau &= n\_0\sigma\_{mol} \exp{ \left( - \frac{ \zt }{ \Hj } \right) } \sqrt{ \frac{ \pi\Rp\Hj }{ 2 } } \left( 1 + \exp{ \left( - \frac{ \zt (\Hj - \Hn) - \zT( \Hj - \Hn) }{ \Hn \Hj } \right) } \sqrt{ \frac{ \pi\Rp\Hn }{ 2 } } \right) \\

\tau &= \tau\_{j} \left( 1 + \exp{ \left( - \frac{ \zt (\Hj - \Hn) - \zT( \Hj - \Hn) }{ \Hn \Hj } \right) } \sqrt{ \frac{ \pi\Rp\Hn }{ 2 } } \right) \\

\tau &= \tau\_{\mathrm{T}\_j} \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\exp{ \left( - \frac{ \zt (\Hj - \Hn) - \zT( \Hj - \Hn) }{ \Hn \Hj } \right) } \sqrt{ \frac{ \Hn }{ \Hj } } \right) \label{tau\_tj}

}

Nous avons noté $\tau\_{\mathrm{T}\_j}$ la profondeur optique totale d'une atmosphère isotherme à la température du côté jour pour retrouver notamment les résultats obtenus avec les cas champignons ($\beta= 0\degree$, \eq{tau\_tj} ). En l'absence de la couche isotherme, et donc avec $\zT=0$, \eq{tau\_tj} se simplifie comme~:

\balign{

\tau &= \tau\_{\mathrm{T}\_j} \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \exp{ \left( - \frac{ \zt (\Hj-\Hn) }{ \Hn\Hj } \right) } \sqrt{ \frac{ \Hn }{ \Hj } } \right) \label{tau\_iso}

}

Si les hauteurs d'échelle des côtés s'identifient, nous retrouvons bien alors la profondeur optique d'une atmosphère isotherme à la température correspondante. Ces équations nous confortent dans la plupart de nos conclusions formulées jusqu'ici~:

\begin{itemize}

\item{Dans le cas limite où $\mathrm{T}\_n <<\mathrm{T}\_j$, soit $\mathrm{H}\_n <<\mathrm{H}\_j$, le deuxième terme des équations \eq{tau\_TJ} et \eq{Tau\_TJ} tendent tout deux vers 0, et la profondeur optique vers la moitié de la profondeur optique d'une atmosphère isotherme à la température du côté jour. Ceci explique donc bien le cas champignon pour lequel TauREx réagit comme s'il observait une atmosphère chaude entière, dont il compense la moitié de profondeur optique en réduisant le rayon à 10 Bar.}

\item{Plus le rapport de température est fort, et plus cette identification est marquée, ce qui transparait par sa présence dans les équations à la racine carré mais aussi dans l'exponentielle qui fait intervenir un terme en $ (\Hj+\Hn) / (\Hn\Hj )$. \`A rapport des hauteurs d'échelle constant ce terme donne le même résultat, la gamme n'a donc pas d'influence dans cette configuration. En revanche, à différence constante, plus la gamme de températures augmente et moins le terme est devient négligeable.}

\item{Pour s'en convaincre, nous avons calculé le deuxième terme pour tous les doublets de GJ 1214 b, en l'absence de couche isotherme, en partant du principe que les pressions de transition étaient les mêmes pour les atmosphères et que l'altitude de transition était égale à 1 500 km pour le doublet 300 - 650 K. Ils valent respectivement ($\times 10^{-4}$)~: 3,7 ; 12 et 255 à colonne isotherme et . Autrement dit, de par cette tendance nous devrions perdre progressivement l'identification à l'isotherme entre le doublet 300 - 650 K et le doublet 1000 - 1500 K, et ce même si dans nos exemples d'atmosphères ce deuxième terme reste négligeable.}

\end{itemize}

\vspace{0.3cm}

Difficile dans ces conditions de vraiment comparer ces résultats avec ceux obtenus par l'inversion car nous ne savons pas dans quelle proportion la contribution s'exprime sur la température inversée par TauREx. L'écart à la température du côté chaud est de 1 K, 1 K, et 2 K pour les colonnes isothermes, et 10 K, 20 K et 22 K pour les colonnes à deux températures. Pour la géante gazeuse, nous trouvons 4 K, 6 K, et 5 K, puis 45 K, 52 K et 48 K. Il semble donc que nous retrouvions des tendances similaires pour nos atmosphères champignons. Concernant HD 209458 b, le doublet 1000 - 1500 K est le moins proche de sa température chaude car il a aussi le plus mauvais rapport $\Hj/\Hn$.

\vspace{0.3cm}

Nous proposons en \app{AppD} une application de cette approche sur une exoplanète aux dimensions de GJ 1214 b. L'étude et la méthode sont décrites dans \sect{sec:bla}. Les \figs{Anal\_1}{Anal\_2} correspondent aux résultats analytiques obtenus à partir des équations \eq{Tau}, \eq{tau\_tj}. Nous avons considéré 6 niveaux compatibles avec les spectres que nous avons obtenus et dans chaque cas, nous proposons le rapport entre la contribution nuit et la contribution jour à la profondeur optique totale. \`A gauche sont traitées les atmosphères à colonnes isothermes et à droite celle à deux températures (seuls les niveaux tels que $\Pt \le \PT$ correspondent aux équations obtenues jusqu'ici). Nous avons fait varier la hauteur d'échelle entre 70 km et 570 km et les 3 sphères représentent les 3 doublets 300 - 650 K, 500 - 1000 K et 1000 - 1500 K.

\vspace{0.3cm}

Ces résultats doivent néanmoins être nuancés par un certain nombre de remarques~:

\begin{itemize}

\item{La gravité n'est pas constante~: La gravité décroit avec l'altitude, et en conséquence, le côté chaud est encore plus enflé (en pression comme en densité) par rapport au côté froid qu'à gravité constante, ce qui est accentué par le rapport des températures. Il devrait alors en découler une atténuation de la tendance précédente. La figure (FIGURE) donne une comparaison entre les deux approches.}

\item{Le niveau de transition dépend de la hauteur d'échelle~: Nous avons considéré $\zT=1500$ km pour le doublet 300 - 650 K. En tenant compte des rapports de hauteur d'échelle, nous avons placé ce niveau à $\zT=2325$ km et $\zT= 3945$ km. Or en augmentant les dimensions de l'atmosphère, nous abaissons par la même occasion la pression de transition puisque l'angle d'ouverture s'en voit renforcé. En conséquence, les niveaux de transition sont également plus élevés pour les doublets 500 - 1000 K et 1000 - 1500 K. \`A une couche au-dessus de ce niveau, nous divisons par 2 les termes, à 2 couches, par 4 et nous trouvons des valeurs similaires pour les trois doublets avec 3 couches de décalage.}

\item{La section efficace dépend de la température. Outre les deux effets précédents, l'effet de la température sur les sections efficaces est clairement le plus important. Leurs comportements dépendent de la longueur d'onde considérée. Entre 300 et 1500 K, elles évoluent sur 8 ordres de grandeur et augmentent presque toujours avec la température dans l'infra-rouge. Les bandes les moins absorbantes peuvent être associées à des absorptions multipliées par 100 entre 300 - 650 K avant de ne gagner plus qu'un ordre de grandeur entre 500 et 1000 K ou 1000 et 1500 K. Les bandes les plus intenses quant à elles ont une évolution de section efficace plus linéaire, et donc à peu près équivalente pour les 3 doublets. L'absorption étant plus forte du côté jour que du côté nuit, le deuxième terme des équations \eq{tau\_TJ} et \eq{Tau\_TJ} s'en voit diminué du rapport des sections efficaces (voir \eq{TAU\_TJ}). Qui plus est, le niveau de transition s'en trouve réévalué en altitude puisque nous avions considéré une section efficace moyenne sur l'ensemble du parcours puis déterminé $\zt$ à partir de cette valeur. Si nous redonnons au côté jour son réel niveau d'absorption, étant le seul à s'exprimer, la transition intervient en plus haute altitude.}

\end{itemize}

\balign{

\tau &= \tau\_{T\_j} \left( \frac{1}{2} + \frac{\sigma\_{mol,n}}{2\sigma\_{mol,j}} \exp{ \left( - \frac{ \zt (\Hj+\Hn) }{ \Hn\Hj } \right) } \sqrt{ \frac{ \Hn }{ \Hj } } \right) \label{TAU\_TJ}

}

\subsubsection{Cas champignons, en l'absence de pollution directe par la couche isotherme}

En présence d'un isotherme en basse atmosphère, si le niveau de transition est plus bas que l'interface ($\zt > \zT$), alors l'expression de la profondeur devient, en supposant $\Ti = \Tj$~:

\balign{

\tau &= \tau\_{\zt>\zT} - n\_0\sigma\_{mol} \left[ \exp{ \left( - \frac{ \zt \HT - \zT(\HT- \mathrm{H}\_{n})} { \HT\mathrm{H}\_{n} } \right) } \int\_{0}^{\sqrt{2(\zT-\zt)\Rp}} { \exp{ \left(- \frac{ \xx^2 }{ 2\Rp\mathrm{H}\_{n} } \right) }\d \xx} \right] \nonumber \\

&+ n\_0\sigma\_{mol} \left[ \exp{ \left( - \frac{ \zt } { \HT } \right) } \int\_{0}^{\sqrt{2(\zT-\zt)\Rp}} { \exp{ \left(- \frac{ \xx^2 }{ 2\Rp\HT } \right) }\d \xx} \right] \\

\tau &= \tau\_{\zt>\zT} - n\_0\sigma\_{mol} \left[ \exp{ \left( - \frac{ \zt \Hj - \zT(\Hj- \mathrm{H}\_{n})} { \HT\mathrm{H}\_{n} } \right) } \int\_{0}^{\sqrt{2(\zT-\zt)\Rp}} { \exp{ \left(- \frac{ \xx^2 }{ 2\Rp\mathrm{H}\_{n} } \right) }\d \xx} \right] \nonumber \\

&+ n\_0\sigma\_{mol} \left[ \exp{ \left( - \frac{ \zt } { \Hj } \right) } \int\_{0}^{\sqrt{2(\zT-\zt)\Rp}} { \exp{ \left(- \frac{ \xx^2 }{ 2\Rp\Hj } \right) }\d \xx} \right] \label{Haloween} \\

}

Notons $I\_n$ la première intégrale de cette expression et $I\_i$ la deuxième, respectivement la partie de la profondeur optique nuit à retirer du fait de la présence de l'isotherme, et la partie qui la remplace à la température de celle-ci égale à $\Tj$. Lorsque $\zt$ décroit, ces deux termes augmentent, mais $I\_i$ croît beaucoup plus rapidement que $I\_n$, ce qui assoit une domination très nette sur une pénétration très faible de l'isotherme du côté jour. La contribution du côté nuit est très vite écrasée et rapidement tout se passe comme si on ne voit qu'une atmosphère dont l'air chaud du côté jour aurait envahi une partie du côté nuit, ne laissant plus que $\Tj$ comme signature thermique.

\vspace{0.3cm}

Sur les \figs{Anal\_1}{Anal\_2} à droite sont traitées les atmosphères à deux températures, avec une couche isotherme à la même température que le côté jour. Nous avons fait varier la hauteur d'échelle entre 70 km et 570 km et les 3 sphères représentent les 3 doublets 300 - 650 K, 500 - 1000 K et 1000 - 1500 K. Lorsque le niveau sondé est compris dans la couche isotherme, nous avons représenté le rapport entre la contribution du côté nuit et la somme de la contribution du côté jour et de l'isotherme puisqu'ils ont la même signature thermique. Une valeur très faible de ce rapport, et ce, quelle que soit la hauteur d'échelle du côté nuit, indique un écrantage total du côté nuit. Contrairement au cas d'une profondeur optique plus grande que la moitié jour grâce à une contribution nuit non négligeable qui altère la signature spectroscopique (en ajoutant une dépendance en T et en $\lambda$ de la section efficace), son augmentation \textit{via} la contribution isotherme renforce la signature du côté jour, et les algorithmes de traitement du signal interprètent comme si seul le côté jour existait. L'algorithme réagit en réévaluant sa compensation par le rayon planétaire. \`A terme, il retrouve une atmosphère isotherme, à la température du côté jour et aux bonnes dimensions.

\subsection{Impact du set de la résolution et du mode de fonctionnement de TauREx}

Nous reprenons l'étude effectuée sur des atmosphères à deux points de température, mais sur une gamme spectrale plus faibles (1 - 10 $\unitwl$), cette fois-ci en utilisant des spectres ré-échantillonnés de manière à s'adapter à la résolution instrumentale, à savoir celle du JWST. Cette opération a été permise grâce à la participation d'Ingo Walldmann de l'UCL (\citet{WAI15\_1}, \citet{BAN17}). Nous avons effectué l'inversion de quelques exemples de nos atmosphères synthétiques par le mode de fonctionnement 'Guillot' de TauREx.

\subsubsection{Inversion à la résolution et dans la gamme spectrale du JWST}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Retrieve\_3.pdf}

\caption{Résultats des distributions \textit{a posteriori} obtenues lors de l'inversion des atmosphères hétérogènes en température après ré-échantillonnage des spectres dans le but de coller à la résolution du JWST, avec une estimation beaucoup plus réaliste du bruit et donc en simulant une observation réelle par l'instrument. \`A gauche~: distribution dans le cas d'une exoplanète des dimensions de GJ 1214 b ; à droite~: dans celui d'une exoplanète des dimensions de HD 209458 b. Dans les deux cas, sont représentés les températures, l'abondance en eau et le rayon à 10 Bar et sont superposés les 3 doublets de températures testés, respectivement~: 300 - 650 K (cyan), 500 - 1000 K (orange) et 1000 - 1500 K (vert) ; 500 - 1000 K (cyan), 1000 - 1500 K (orange) et 1000 - 1800 K (vert). La température est normalisée par rapport à la température du côté jour et de l'isotherme. Nous représentons cette température par un trait rouge, ainsi que la température au terminateur par un trait discontinu noir. L'abondance en $\eau$ est exprimée en puissance de 10 et la valeur initialement introduite dans les atmosphères est représentée par un trait discontinu noir. Le rayon à 10 Bar est normalisé par rapport à celui utilisé pour les simulations, représenté par un trait discontinu noir.}

\label{Ret\_3}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

Comparons les résultats obtenus par l'équipe de l'UCL à ceux que nous avons exposés. En ce qui concerne les évidentes similitudes~:

\begin{itemize}

\item{Les tendances des trois paramètres libres sont identiques pour les doublets de GJ 1214 b ainsi que pour les doublets 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K de HD 209458 b. }

\item{Ainsi, les convergences interviennent pour des angles similaires ou tout du moins très proches. L'étude étant effectuée sur un plus grand nombre de $\beta$, la détermination des angles de convergence est facilitée .}

\item{L'influence de l'amplitude et de la gamme de température sur les courbes de tendance sont également les mêmes.}

\end{itemize}

En majorité, les choix de la résolution ou de la gamme spectrale n'a pas eu d'influence sur l'ensemble des comportements exposés jusqu'ici. Nous notons néanmoins un certains nombre de différences dont nous allons discuter.

\vspace{0.3cm}

Tout d'abord concernant les barres d'erreur, elles sont nettement plus importantes sur cette deuxième série d'inversion que dans la première. En cause, la résolution fixée à 100 ainsi que la gamme spectrale plus restreinte qui impliquent un nombre de points plus faible dans les spectres. L'échantillonnage étant réduit, les distributions \textit{a posteriori} sont plus étalées. Qui plus est, PandExo propose une estimation plus réaliste du bruit en tenant compte à la fois du bruit de photon stellaire et du bruit instrumental (ici du JWST). Avec des barres d'erreur plus importantes, l'algorithme a plus de souplesse dans son exploration de l'espace des paramètres puisque les exigences sur la contrainte des spectres sont amoindris et les distributions paramétriques s'en voient élargies.

\vspace{0.3cm}

Il est intéressant de remarquer que les distributions ne se recouvrent pas toujours entre les deux approches. Cela pourrait paraitre inquiétant au premier abord, mais nous allons voir que nous pouvons en expliquer une partie assez simplement. Comme nous pouvons le constater sur les spectres (\fig{GJspectra} et \fig{HDspectra}), les spectres d'absorption évoluent sur un large intervalle de rayons effectifs puisque l'eau présente une forte amplitude de section efficace entre le visible et l'infra-rouge (environ 10 ordres de grandeur). La distribution de contribution est en conséquence très étalée, et la diversité en angles de pénétration plus importante. Sur la gamme 0,6 - 20 microns, la résolution beaucoup plus grande dans le visible que dans l'infra-rouge exacerbe la contribution des niveaux les plus bas, région presque toujours dominée par l'isotherme. En conséquence, c'est un mélange sur une large épaisseur atmosphérique et c'est une large diversité de signatures qui s'expriment dans les spectres, puis lors des inversions. En réduisant la gamme spectrale à 1 - 10 microns, la dite couche s'amincie par la perte du visible et c'est une partie globalement plus haute de l'atmosphère que nous sondons. En l'absence d'hétérogénéités verticales, cette mixture n'a que peu d'effets sur les inversions, mais dans le cas des colonnes à deux températures, la perte de la basse atmosphère implique par la même occasion celle de la signature de l'isotherme (à la température du côté jour). Il n'est donc pas étonnant que les températures solutions obtenues dans la gamme 1 - 10 $\unitwl$ soient plus faibles que celles obtenues dans la gamme 0,6 - 20 $\unitwl$.

\vspace{0.3cm}

Ce ne sont pas des différences très fortes et à la convergence, elles sont comprises entre 15 et 30 K dans le cas GJ 1214 b et entre 10 et 20 K pour HD 209458 b (nous mettons de côté le doublet 500 - 1000 K pour l'instant), mais elles sont souvent suffisantes pour que les barres d'erreur ne se recouvrent pas et pour affecter les deux autres paramètres. Si les tendances sont toujours respectées que ce soit pour l'abondance en eau ou le rayon à 10 Bar, les valeurs de convergences sont différentes, en particulier pour le doublet 1000 - 1500 K (GJ 1214 b) ou les doublets 1000 - 1500 K et 1000 - 1800 K (HD 209458 b). Restreindre l'épaisseur de la couche sondée, comme augmenter le bruit sur le spectre, libère une partie de la pression sur la hauteur d'échelle et l'abondance en eau. L'algorithme se permet plus d'écarts lors de la compensation des effets de température sur la position de la couche sondée et sur la hauteur d'échelle locale. \`A des températures de convergences plus faibles, nous constatons aussi des abondances de convergence plus faibles, mais pas seulement. Les écarts semblent plus imposants dans le cas de la mini-Neptune que dans le cas de la géante gazeuse. Un autre effet se superpose au précédent, à savoir la valeur même de la hauteur d'échelle locale à contraindre.

\vspace{0.3cm}

La \tab{H} expose les valeurs de ce paramètre atmosphérique aux niveaux sondés les plus bas et aux niveaux les plus élevés pour tous les doublets. Ils sont proposés sur la gamme 0,6 - 20 $\unitwl$ et dans la gamme 1 - 10 $\unitwl$. Celles des niveaux bas de GJ 1214 b sont plus sensibles à la gamme spectrale que celles de HD 209458 b, et à cela s'ajoute une amplitude plus importante du fait des dimensions des exoplanètes (la gravité diminue plus vite avec l'altitude sur GJ 1214 b que sur HD 209458 b). Donc, pour une température de convergence légèrement plus faible, l'algorithme n'a d'autre choix que de compenser en sous-estimant l'abondance en eau et donc en réduisant le poids moléculaire moyen de l'atmosphère pour restaurer une hauteur d'échelle vraissemblable au sein de la couche sondée. Au cas par cas, pour les 3 doublets de GJ 1214 b, les écarts sur $\chi\_{H\_2O}$ engendrent une déviation sur le poids moléculaire moyen de 17,6$\%$, 4,1$\%$ et 3,5$\%$ respectivement, en comparaison avec les valeurs que nous avions obtenues. Dans le même temps, celles sur la température sont de 2,9$\%$, 2,7$\%$ et 1,6$\%$, donc la hauteur d'échelle locale est toujours plus grande dans les modèles solutions obtenus par l'équipe de l'UCL que pour les nôtres. Nous nous attendons donc à constater une rétroaction du rayon à 10 Bar se traduisant par des valeurs plus faibles que celles obtenues lors de la première étude. En effet, si le rapport $T/\mu$ est plus élevé pour les 3 doublets nous n'avons pas autant besoin de compenser la basse atmosphère en augmentant de $R\_p$. C'est effectivement ce que l'on peut constater entre les \figs{Ret\_2}{Ret\_3}. Nous noterons toutefois que la version de TauREx utilisée par nos collaborateurs converge systématiquement vers une fraction molaire en eau entre 0,042 et 0,044 au lieu de 0,05 en l'absence de biais verticaux. Il pourrait donc également s'agir d'un écart de compatibilité entre la version de l'algorithme actuellement utilisée par l'UCL et celle que nous avons en local. Ce travail de compatibilité entre Pytmosph3R et TauREx n'est pas figé dans le temps et doit être constamment mis à jour.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%% Table 2

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{table\*}

\caption[]{Hauteurs d'échelle (en kilomètres) rencontrées par les rayons échantillons.}

\centering

\label{H}

\begin{tabular}{|c c c c c c l| } % 7 columns

\hline\hline

Doublet (K) & 300-650 & 500-1000 & 1000-1500 & 500-1000 & 1000-1500 & 1000-1800 \\

\hline\hline

0,6 - 20 $\mu$m & GJ & GJ & GJ & HD & HD & HD \\

\hline

$\beta=0$°& & & & & &\\

Niveau bas ($T\_j$) & $217$ & $361$ & $622$ & $289$ & $440$ & $534$ \\

Niveau haut ($T\_j$) & $266$ & $530$ & $1332$ & $304$ & $483$ & $601$ \\

\hline

$\beta=180$°& & & & & &\\

Niveau bas (T) & $159$ & $271$ & $518$ & $217$ & $367$ & $415$ \\

Niveau bas ($T\_j$) & $217$ & $361$ & $622$ & $289$ & $440$ & $534$ \\

Niveau haut (T) & $187$ & $363$ & $979$ & $225$ & $398$ & $456$ \\

\hline\hline

1 - 10 $\mu$m & GJ & GJ & GJ & HD & HD & HD \\

\hline

$\beta=0$°& & & & & &\\

Niveau bas ($T\_j$) & $220$ & $387$ & $749$ & $291$ & $453$ & $557$ \\

Niveau haut ($T\_j$) & $266$ & $530$ & $1332$ & $304$ & $483$ & $601$ \\

\hline

$\beta=180$°& & & & & &\\

Niveau bas (T) & $161$ & $288$ & $605$ & $218$ & $376$ & $429$ \\

Niveau bas ($T\_j$) & $220$ & $384$ & $726$ & $291$ & $451$ & $551$ \\

Niveau haut (T) & $188$ & $363$ & $979$ & $225$ & $398$ & $456$ \\

\hline\hline

\end{tabular}

\end{table\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%% Table 2

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\vspace{0.3cm}

Subsiste enfin le cas 500 - 1000 K qui soulève des interrogations. Inversé sur le set, il est clairement pollué par la couche isotherme et converge vers une température très éloignée de celle du terminateur. Inversé après ré-échantillonnage, la présence de l'isotherme est totalement perdue et sa tendance s'identifie à celles des autres doublets. Si nous reprenons la \fig{HDspectra}, il est clair que sur la gamme 0,6 - 20 $\unitwl$, le visible et le très proche infra-rouge sont marqués par l'isotherme, le niveau de transition de la transmittance étant dans cette gamme majoritairement en dessous du niveau délimitant l'isotherme. Sur la gamme 1 - 10 $\unitwl$, ces niveaux sont très majoritairement au-dessus, et le poids accordé au proche infra-rouge est aussi nettement inférieur lors du ré-échantillonnage. En découle une représentation beaucoup moins marquée, voire inexistante de la couche isotherme dans les spectres et dans leurs inversions. Le comportement des paramètres libres est néanmoins plus délicat à comprendre, la température de convergence est inférieure à celle du terminateur, et ce même en tenant compte des barres d'erreur. Une température plus faible que la moyenne des deux hémisphères impliquerait une dissymétrie négative des angles de pénétration et un poids du côté nuit prédominant sur celui du côté jour dans la signature spectroscopique. Si les fractions molaires présentent des tendances proches, elles ne correspondent pas non plus aux rétro-action constatées jusque-là. \`A température plus faible, nous devrions constater une fraction molaire également plus faible pour rééquilibrer la hauteur d'échelle locale, ce qui n'est pas le cas. Au vue des courbes de température, nous nous attendions à ce que la fraction molaire converge de la même manière que les autres doublets aux alentours de 0,044. Sur ce cas de figure, nous expliquons les différences comme les conséquences d'un changement de résolution instrumental ou d'un changement de gamme spectral, et peut-être l'exemple intermédiaire d'une atmosphère faiblement biaisée verticalement, mais subissant quand même un fort effet indirect des hétérogénéités verticales. Même si les valeurs de convergences ne suivent pas forcément la logique que nous avons construit à partir de tous les autres cas, nous gardons à l'esprit que les ordres de grandeur sont tout de même assez satisfaisant.

\vspace{0.3cm}

Pour conclure, le changement de la gamme spectrale peut diluer les biais verticaux voire les faire disparaitre si nous ne sondons pas les mêmes niveaux entre les deux gammes. Ces mêmes biais sont également atténués par le poids que la résolution du set de section efficace utilisé accorde aux niveaux pollués. Typiquement, dans le cas de l'eau et pour les structures atmosphériques que nous avons adoptées, l'isotherme s'exprime moins lors des inversions~: d'un parce que les courtes longueurs d'onde sont moins représentées et de deux parce que nous écartons la gamme la plus affectée par l'isotherme, à savoir le visible. D'un autre côté, les tendances, remarques et explications fournies avec le set $\wno$ se retrouvant gloablement avec le set ré-échantillonné, cette étude complémentaire nous conforte sur les conclusions formulées dans les sections précédentes (\sect{sec:RETRI}).

\subsubsection{Inversion par un autre mode de fonctionnement}

Toujours en collaboration avec l'UCL, nous avons tenté des inversions en utilisant les autres modes de fonctionnement de TauREx sur les atmsophères synthétiques. La figure (FIGURE) donne les profils thermiques solutions obtenus pour le doublet 300 - 650 K, l'évolution du $\chi^2$ avec l'angle de contraste, et l'évolution du rayon à 10 Bar, l'abondance en eau, et la température de la haute atmosphère en fonction de l'angle de contraste.

\vspace{0.3cm}

Ce mode de fonctionnement est actuellement le plus efficace de TauREx d'après le laboratoire. La vraissemblance des solutions est effectivement très bonne, la compensation du rayon à 10 Bar très faible puisque c'est le profil thermique de la basse altitude qui gère cette fois-ci la compensation des hétérogénéités verticales, et l'abondance est extrêmement bien contrainte, nous trouvons, quel que soit l'angle de contraste, la fraction molaire en eau des atmosphères (alors même que dans le mode de fonctionnement précédent, l'isotherme induisait un biais très fort aux faibles $\beta$). Enfin, la température de la haute atmosphère évolue de la même manière qu'en fonctionnement "isotherme". Les biais verticaux affectent cette partie de l'atmosphère avec la même intensité avec les deux approches.

\vspace{0.3cm}

La contre-partie est une multiplication du nombre de paramètres libres à contraindre puisque nous passons d'1 seul à 5 paramètres pour contraindre la température de l'atmosphère. Nous augmentons significativement les temps de calcul et à ce stade de l'utilisation de TauREx, nous n'avons pas encore les armes pour interpréter convenablement les distributions \textit{a posteriori} des paramètres décrits dans \citet{WAI15\_1} et \citet{GUT10}. Ce chapitre cherchant à mettre en évidence des biais de nature exclusivement thermiques, et les deux modes de fonctionnement aboutissant aux mêmes conclusions sur les biais en température, nous n'avons pas réalisé l'inversion des autres atmosphères.

\vspace{0.3cm}

Ce mode de fonctionnement sera très probablement beaucoup plus efficace pour inverser des atmosphères présentant des hétérogénéités de composition ou des atmosphères présentant à la fois des hétérogénéités en températures et en abondances.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\section{Retour sur la simulation 3D de GJ 1214 b, des biais thermiques dissimulés}\label{sec:retour}

Nous savons à présent que les atmosphères des exoplanètes en rotation synchrone, présentant un fort contraste de température entre côté jour et le côté, subissent un biais thermique horizontal (selon la ligne de visée). Il se traduit par l'obtention d'une température intermédiaire entre celle du terminateur est celle du point sub-stellaire lors de l'inversion de son spectre associé. L'intensité de ces biais, s'évaluant à partir de la déviation constatée par rapport au terminateur sur les paramètres atmosphériques (température, abondances, poids moléculaire moyen), et notamment la température, dépend à la fois des propriétés de l'atmosphère et de celle de l'exoplanète qui la supporte ($\Rp/\Hsurf$). Dans les paragraphes qui suivent, nous allons exploiter l'ensemble des résultats obtenus jusqu'ici pour répondre définitivement à nos interrogations quant à l'absence de biais thermiques tangentiels clairs lors de l'inversion de la simulation 3D de GJ 1214 b \citep{CHB15}. Nous allons voir que ces biais sont bien présents, qu'ils étaient déjà de faible intensité et qu'ils sont en réalité compensés par les hétérogénéités azimutales en température, mais aussi par des hétérogénéités tangentielles en composition.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure}[h!]

\centering

\includegraphics[width=14cm]{figures/BiaisT/Entete\_7.pdf}

\end{figure}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\subsection{Discussion sur structures atmosphériques les plus représentatives}

Le doublet 300 - 650 K est le plus proche de la dite simulation de par son contraste jour/nuit. Nous pouvons voir sur la \fig{P\_T} que la transition de température entre l'hémisphère chaud et l'hémisphère froid s'effectue sur un angle relativement faible, aux alentours de $\beta=75 - 85$\degree, au moins pour le côté Ouest. Les températures extrêmes sur ces mêmes angles avoisinent respectivement 300 K du côté nuit et environ 650 K du côté jour. La couche isotherme est quant à elle beaucoup plus chaude, mais nous considérerons que ses effets seront compensés par le rayon à 10 Bar, au moins du point de vue géométrique. La \fig{Distri} (\chap{chap:application}) montre que, dans la gamme 1 - 10 $\unitwl$, aucune des couches de la région radiativement significative n'est comprise dans la basse atmosphère à très haute température. Les couches d'indice 28 - 34 sont certes plus chaudes que la région globalement sondée (34 - 72), mais elles sont aussi faiblement contributrices et la température des niveaux sondés n'excède jamais 650 K. Nous pouvons considérer que nous n'avons pas d'effet direct de la basse atmosphère sur le spectre d'absorption mais seulement les effets indirects. \'Etant donné la gamme utilisée dans l'inversion, le type de structure atmosphérique, et la très faible influence de l'isotherme, nous pouvons donc nous référer au doublet 300 - 650 K à deux températures.

\vspace{0.3cm}

Si nous nous focalisons pour l'instant sur le côté Ouest, qui est représentatif des 5/6 de l'atmosphère, le doublet 300 - 650 K serait effectivement parfait comme base de raisonnement, mais il nous a fallu réitérer l'expérience avec une couche isotherme moins épaisse. En effet, cet exemple présentait en l'état une très forte pollution par l'isotherme, qui n'est pas constatée ici, et qui s'est traduite par une convergence rapide vers une température beaucoup plus élevée que celle du terminateur. Elle intervenait qui plus est pour un angle de contraste plus faible que celui observé dans la simulation, soit juste avant que les biais verticaux ne dominent sur les biais purement tangentiels. Avec une couche isotherme plus profonde, nous obtenons une température comprise entre 0,55 et 0,60 (suivant l'inversion) sur l'échelle relative, ce qui nous correspondrait à une température comprise entre 495 et 510 K. Autrement dit, à ce stade de notre réflexion, nous aurions pu nous attendre à ce que TauREx retourne une température aux alentours de 500 K. C'est en soit une déviation assez faible, et la complexité de l'atmosphère aurait très bien pu expliquer un éloignement à la valeur attendue, mais en réalité, nous nous attendions finalement à un biais beaucoup plus intense encore. En effet, si la zone de contraste est comprise dans un angle $\beta$, elle peut également être très abrupte autour du terminateur, la température ne suivant plus une évolution angulaire linéaire. Suivant le niveau considéré~:

\begin{itemize}

\item{Si nous sondons en haute atmosphère [60]~: la température du terminateur est de 470 K tandis que celles des colonnes adjacentes sont de 560 K pour celles du côté jour et de 415 K pour celles du côté nuit. Avec un angle de contraste de 70\degree, elles auraient été de 503 K et 447 K. }

\item{Si nous sondons aux niveaux les plus représentatifs [47]~: le terminateur est plus chaud, 475 K et les colonnes adjacentes à 540 K et 460 K, ce qui reste une transition très brutale}

\item{Si nous sondons plus bas dans l'atmosphère [40]~: le terminateur est encore plus chaud, à 505 K, et la région de contraste est plus progressive tout en étant comprise dans un angle plus faible (45\degree)}

\end{itemize}

Dans tous les cas de figure, nous nous attendions donc à des températures plus élevées. Au vue des angles de pénétration de la simulation (compris entre 0 et 10\degree, voir \app{AppB}) et du gradient de température proche du terminateur, nous pouvons ré-estimer l'angle de contraste. \`A 5,625\degree (pas en longitude), l'augmentation brutale de T côté jour induirait un angle de contraste plutôt de 38\degree, la chute côté nuit un angle de 48\degree et à 11,25\degree nous serions davantage sur un contraste de 54\degree. Ces résultats peuvent fluctuer en fonction de l'azimut considéré mais, à l'exception des pôles, restent globalement représentatifs. En s'arrêtant sur un angle de contraste de l'ordre de 40-45\degree, le biais devrait engendrer une température de 540 K. Avec 485 K, nous sommes plutôt sur celle du terminateur que sur une valeur affectée par des biais tangentiels. D'une manière ou d'une autre, les biais thermiques ont été dilués et nous allons expliquer en quoi.

\vspace{0.3cm}

Suite à cette discordance entre les deux études, nous avons cherché à comprendre quels phénomènes dans la simulation pouvaient expliquer l'absence de biais thermique constatée, en dehors du simple constat d'hétérogénéités en températures relativement faibles. Des arguments nous confortent dans le fait qu'ils se manifestent tout de même, à des amplitudes proches de celles attendues tout en étant soit compensés par des effets liés aux hétérogénéités de composition, soit dilués par les hétérogénéités azimutales en température.

\subsection{Des biais thermiques amoindris par les hétérogénéités de composition}

Le premier argument repose sur la diversité moléculaire beaucoup plus complexe de la simulation 3D que dans nos atmosphères synthétiques, et présentant des hétérogénéités en abondance variées. En multipliant les signatures spectroscopiques et thermiques, nous multiplions par la même occasion les critères de correspondance et la contrainte de la température devrait s'en trouver facilitée, puisque le compromis sur la diversité de température est diluée par celui de la diversité moléculaire. Les deux molécules les plus représentatives du spectre en transmission, que sont l'eau et le méthane, présentent toutes deux un appauvrissement du côté jour (voir \fig{molecules}), qui est d'ailleurs beaucoup plus marqué pour le méthane. L'angle de contraste est le même que pour les températures, puisque nous sommes à l'équilibre thermodynamique, et cette chute de l'abondance pourrait amoindrir les effets thermiques en accordant un pouvoir absorbant plus important aux sous-parcours des colonnes du côté nuit, au détriment de celles du coté jour. Les atmosphères synthétiques ne présentaient pas d'hétérogénéités en composition, et par conséquent nous ne savons pas à quel point ces dernières peuvent effacer les biais thermiques.

\vspace{0.3cm}

En \app{AppB} nous proposons une étude détaillée des angles de pénétration à toutes les longueurs d'onde et à tous les azimuts. Il ressort de cette étude que contrairement aux cas des atmosphères synthétiques, la dissymétrie peut être négative (jusqu'à -5\degree), et l'angle de pénétration nuit se retrouve sur de larges gammes spectrales supérieures à l'angle de pénétration jour. Ces mêmes variations suivent parfaitement celles des abondances des molécules ou des compétitions de molécules concernées, ce qui montre bien que dans cette simulation, nous avons une forte compensation des effets thermiques par les aspects compositionnels (voir \sect{sec:CH4},\app{AppC}). Nous rééquilibrons d'une certaine manière nos hémisphères en termes de contribution dans la profondeur optique et de leurs expressions dans les spectres. La seule molécule pouvant renforcer les biais thermiques de par ses hétérogénéités tangentielles est le $\Cdio$ (voir \sect{sec:CO2}), mais comme elle est peu dominante dans le spectre, sa signature discordante n'est pas contrainte, volontairement mise de côté lors de l'inversion et elle n'a pas d'influence sur la température globale retournée.

\vspace{0.3cm}

Si notre argumentation semble se tenir en ce qui concerne les effets de composition, nous n'avons pas eu le temps de mettre en place une étude dans laquelle nous ajouterions des hétérogénéités en abondance dans nos atmosphères synthétiques et ainsi proposer un travail de caractérisation des biais qui leur sont associés. Et bien qu'ils entrainent incontestablement une compensation des effets thermiques, ils ne sont pas assez généralisés. Nous avons donc poussé notre investigation sur la voie de notre deuxième argument, ce qui a inspiré les résultats ci-dessous.

\subsection{Des biais thermiques qui se compensent par les effets azimutaux}

Indépendamment de l'argumentation précédente, qui reste à démontrer et à quantifier par une étude plus approfondie, notre deuxième point repose sur les hétérogénéités azimutales qui n'ont pas été modélisée lors de notre tentative d'isolation des biais thermiques. Comme nous pouvons le constater sur la \fig{P\_T}, la simulation présente une forte dissymétrie des deux côtés Ouest et Est qui se remarquent tout particulièrement sur la coupe équatoriale. Comme nous l'avons fait remarquer, la transition du côté Ouest est progressive côté jour et abrupte lorsque l'on se rapproche du terminateur. La température ne descend d'ailleurs pas en dessous des 350 K et n'est atteinte que pour quelques cellules de la simulation. De l'autre côté, l'air froid s'enfonce dans la masse d'air chaud, et la transition n'est plus centrée sur le terminateur mais à une douzaine de degrés en longitude. Ce phénomène se reproduit sur une soixantaine de degrés en latitude autour de l'équateur Est, soit un sixième de l'atmosphère. Si nous nous référons à la \fig{Open\_Pene}, 12\degree c'est l'ordre de grandeur de l'angle de pénétration de la simulation GJ 1214 b. La dissymétrie dans cette région est en moyenne plus élevée que dans l'autre hémisphère du fait du réchauffement de l'air une dizaine de degrés après le terminateur de l'air et donc un pouvoir absorbant qui augmente tardivement. $\psi\_{\star}$ évolue entre 7\degree et 12\degree en dehors des gammes présentant des anomalies, contre un $\psi\_{+}$ compris entre 2\degree et 5\degree. Ainsi, la région imposant sa signature est comprise dans un angle de 17\degree dans le meilleur des cas, soit 3 pas en longitude. \`A l'équateur par exemple, cela contient un terminateur à 310 K, la moitié de la colonne adjacente nuit (360 K), celle jour (370 K) et la moitié de la suivante à 450 K. Cette partie de l'atmosphère devrait donc être essentiellement imprégnée de la signature thermique du côté nuit (entre 300 et 400 K). Les hétérogénéités azimutales, en dehors de celle précitées, sont très faibles, et nous pouvons considérer que le reste de l'atmosphère est plutôt bien représentée par la structure de la transition Ouest.

\vspace{0.3cm}

Séparons en conséquence la simulation en deux atmosphères distinctes. Nous considérions tout l'hémisphère Ouest de l'atmosphère et 60\degree en latitude depuis les pôles avec un angle de contraste de l'ordre de $\beta=45$°, qui correspondrait à une température autour de 540 K. Ceci constitue ce qu'on appellera à présent l'Ouest, car sa structure moyenne est relativement identique à celle de la colonne équatoriale Ouest. Le sixième d'atmosphère restant, plutôt représentatif du côté froid avec une température moyenne autour du terminateur de l'ordre de 370 K (310 K sur la colonne Est), sera l'Est. Cette partie n'a pas de contraste, nous nous attendons donc à ce que TauREx nous retourne une température sensiblement proche de cette valeur moyenne. Si nous faisons une moyenne en pondérant l'Ouest de 5/6 et l'Est d'1/6, nous aurions alors une température globale de l'ordre de 510 K. Nous ne pouvons pas réellement raisonner de cette manière, la thermique influence à la fois la géométrie de l'atmosphère et sa signature spectroscopique, qui plus est, pas de la même manière en fonction des molécules et des longueurs d'onde. Absolument rien ne garantit que le poids de chaque partie dans le spectre et son inversion est équivalent au découpage atmosphérique, et encore moins que nous pouvons moyenner des distributions \textit{a posteriori}. Toutefois, si les hétérogénéités de composition étaient assez spectaculaires pour être observables et remarquées lors de l'inversion, il n'est pas impensable que les hétérogénéités thermiques tangentielles soient diluées par celles azimutales, et d'une certaine manière, leurs propres dissymétries par rapport au terminateur.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Spec\_O\_E.pdf}

\caption{En haut~: Spectres en transmission des hémisphères Ouest (en rouge) et Est (en bleu) superposés à celui de la simulation complète (en noir). En bas~: Différences entre le spectre Ouest et le spectre Est en valeur absolue et exprimée en ppm. \`A titre indicatif, nous avons représenté les courbes d'erreur à 1, 3 et 10 $\sigma$ (courbes magenta) }

\label{Spec\_O\_E}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\vspace{0.3cm}

Pour s'en assurer, nous avons produit les spectres associés à l'Est et à l'Ouest, et nous avons appliqué TauREx dans les mêmes conditions que pour la simulation complète (voir \sect{sec:param}). Ces spectres sont présentés dans la \fig{Spec\_O\_E}.

\subsubsection{Un hémisphère Ouest beaucoup plus chaud}

La \fig{Ret\_O} permet la comparaison entre la solution TauREx et le spectre d'entrée de cette partie de la simulation. Le $\chi^2$ réduit est de 1,43 soit presque la même valeur que lors de la première inversion. Le spectre est effectivement globalement aussi bien contraint même s'il présente toujours les mêmes discordances pour la bande à $3,32$ $\unitwl$ du méthane et la bande à $4,27$ $\unitwl$ du dioxyde de carbone. Nous retrouvons ici les hétérogénéités verticales du méthane et les hétérogénéités tangentielles du dioxyde de carbone.

\vspace{0.3cm}

Les résultats de l'inversion de l'Ouest sont exposés dans la \tab{inverO}. Comme nous pouvons le constater, la distribution \textit{a posteriori} de la température est centrée sur des valeurs nettement plus importantes que celles que nous avions obtenues pour l'ensemble de la simulation. Ceci se remarque également sur les spectres puisque l'amplitude de flux entre les maxima et les minima a augmenté d'un spectre à l'autre. Nous noterons d'ailleurs que les allures globales sont assez similaires, et que les différences ressemblent réellement à une dilatation de la région sondée plutôt qu'à une réévaluation de la composition chimique. Nous nous attendons donc à obtenir des abondances du même ordre de grandeur. \`A l'exception de l'ammoniac, toutes les autres molécules sont retournées à des abondances très proches de celles initialement obtenues. La légère chute de la fraction molaire en $\ammoniac$ n'a aucun impact sur le poids moléculaire, ni même sur l'interprétation des spectres, puisque la molécule n'est pas contraignante. Les autres variations se compensent entre elles de sorte que le poids moléculaire moyen de l'hémisphère est quasi-identique à celui de l'atmosphère complète. Il ne s'agit donc clairement pas d'un simple effet de compensation mais bel et bien d'une atmosphère plus chaude qui est observée.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%% Table 1

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{table\*}

\caption[]{Résultats de l'inversion de l'hémisphère Ouest de la simulation de GJ1214 b.}

\centering

\label{inverO}

\begin{tabular}{|c c c c c c c c l| } % 9 columns

\hline\hline

Paramètres & $\Rp$ & $T$ & $\chi\_{\eau}$ & $\chi\_{\ammoniac}$ & $\chi\_{\Cdio}$ & $\chi\_{\Cmono}$ & $\chi\_{\diazote}$ & $\chi\_{\methane}$ \\

\hline

Unités & $\Rj$ & K & - & - & - & - & - & - \\

\hline

Médiane (MO) & $0,262731$ & $507,63$ & $-1,370$ & $-3,702$ & $-1,902$ & $-8,721$ & $-8,224$ & $-1,585$ \\

$\sigma\_+$ & $4,1.10^{-5}$ & $0,48$ & $0,008$ & $0,014$ & $0,009$ & $2,343$ & $2,610$ & $0,008$ \\

$\sigma\_-$ & $4,3.10^{-5}$ & $0,89$ & $0,008$ & $0,014$ & $0,009$ & $2,274$ & $2,588$ & $0,008$ \\

$\Delta$(Médianes)& $-5,3.10^{-4}$ & $+22,21$ & $+0,022$ & $-0,214$ & $+0,046$ & $-0,164$ & $-0,095$ & $-0,028$ \\

\hline\hline

\end{tabular}

\end{table\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%% Table 1

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\vspace{0.3cm}

Nous ne sommes néanmoins pas encore sur la température que nous pensions trouver, elle est en effet encore une trentaine de degrés plus faible. Nous l'expliquons par les hétérogénéités de composition et essentiellement celles du $\methane$. Le contraste jour/nuit de la molécule est progressif, et dans la zone de contraste comprise par l'angle de pénétration jour, il perd qu'1 à 2 ordres de grandeur en fonction du rayon considéré. \textit{A contrario}, le dioxyde de carbone qui s'enrichit du côté jour, et devrait accentuer le biais thermique, ne participe toujours pas à l'accentuation du biais thermique puisque sa bande principale n'est toujours pas contrainte. Donc, si nous faisons le bilan de cette inversion~:

\begin{itemize}

\item{L'hémisphère Ouest est effectivement plus chaud que l'atmosphère complète et son inversion subit le biais thermique découlant des hétérogénéités de température.}

\item{Ce biais est amorti par les hétérogénéités en composition des molécules les plus représentatives et ne s'exprime donc pas de toute son intensité.}

\item{Nous avons toujours une signature forte de la présence d'hétérogénéités verticales par le biais de la bande à $3,32$ $\unitwl$.}

\item{La signature de l'hétérogénéité tangentielle du dioxyde de carbone n'est pas aussi affectée par la perte du sixième Est que nous le pensions et domine celle des hétérogénéités azimutales. Elle nait donc principalement de l'inversion de tendance en composition par rapport aux autres molécules. Son amplitude est toujours mal contrainte puisqu'il s'exprime dans le transfert radiatif sur des températures et des fractions molaires plus élevées du côté jour (570 - 600 K, voir \fig{Coupe\_CO2}, \app{App©}).}

\end{itemize}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Ret\_spectrum\_O.pdf}

\caption{En haut~: Spectres en transmission de l'hémisphères Ouest (en bleu) et la solution de TauREx (vert). En bas~: Différences entre les deux spectres en valeur absolue et exprimée en ppm. \`A titre indicatif, nous avons représenté les courbes d'erreur à 1, 2 et 3 $\sigma$ (courbes magenta) }

\label{Ret\_O}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{figure\*}

\centering

\includegraphics[width=16cm]{figures/BiaisT/Ret\_spectrum\_E.pdf}

\caption{En haut~: Spectres en transmission de l'hémisphères Est (en bleu) et la solution de TauREx (vert). En bas~: Différences entre les deux spectres en valeur absolue et exprimée en ppm. \`A titre indicatif, nous avons représenté les courbes d'erreur à 1, 2 et 3 $\sigma$ (courbes magenta) }

\label{Ret\_E}

\end{figure\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%%%%%% Figure

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\subsubsection{Un hémisphère Est beaucoup plus froid}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%% Table 1

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{table\*}

\caption[]{Résultats de l'inversion de l'hémisphère Est de la simulation de GJ1214 b.}

\centering

\label{inverE}

\begin{tabular}{|c c c c c c c c l| } % 9 columns

\hline\hline

Paramètres & $\Rp$ & $T$ & $\chi\_{\eau}$ & $\chi\_{\ammoniac}$ & $\chi\_{\Cdio}$ & $\chi\_{\Cmono}$ & $\chi\_{\diazote}$ & $\chi\_{\methane}$ \\

\hline

Unités & $\Rj$ & K & - & - & - & - & - & - \\

\hline

Médiane (ME) & $0,265760$ & $398,51$ & $-1,388$ & $-2,634$ & $-2,335$ & $-3,640$ & $-8,183$ & $-1,485$ \\

$\sigma\_+$ & $4,7.10^{-5}$ & $0,62$ & $0,008$ & $0,011$ & $0,017$ & $0,056$ & $2,630$ & $0,008$ \\

$\sigma\_-$ & $4,7.10^{-5}$ & $0,60$ & $0,008$ & $0,011$ & $0,017$ & $0,056$ & $2,635$ & $0,008$ \\

$\Delta$(Médianes)& $+2,5.10^{-3}$ & $-86,91$ & $+0,004$ & $+0,854$ & $-0,387$ & $+4,917$ & $-0,054$ & $+0,072$ \\

\hline\hline

$\Delta$(ME/MO) & $+3,0.10^{-3}$ & $-109,12$ & $+0,018$ & $+1,068$ & $-0,433$ & $+5,081$ & $+0,041$ & $+0,100$ \\

\hline\hline

\end{tabular}

\end{table\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%% Table 1

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

La \fig{Ret\_E} permet la comparaison entre la solution TauREx et le spectre d'entrée de cette partie Est de la simulation. Le $\chi^2$ réduit est de 1,98 ce qui est moins bon que les inversions précédentes. L'algorithme semble avoir éprouvé plus de difficultés à contraindre l'ensemble du spectre. Le gradient thermique vertical est effectivement plus brutal dans cette partie de l'atmosphère. La température décroît moins rapidement en basse atmosphère que dans le reste de la simulation, elle évolue sur des températures comprises entre 500 et 600 K avant de chuter brutalement à 300 - 400 K. Contrairement au cas de l'atmosphère complète et à celui de l'hémisphère Ouest, cette hétérogénéité verticale en température intervient autour de la quarantième couche. La moitié basse du spectre sonde à des températures plutôt de l'ordre de 500 K, tandis que la partie haute à des températures de l'ordre de 400 K, voire 300 K pour les raies les plus intenses. La délimitation correspond à un flux relatif de l'ordre de 0,0193. Or, ce sont les longueurs d'onde dont les flux sont inférieurs à cette limite qui sont également celles qui présentent les différences les plus remarquables en comparaison avec les deux inversions précédentes. Les bandes les plus absorbantes du méthane entre 2 et 3,1 $\unitwl$ sont elles aussi mal contraintes car elles sondent sur des températures plus basses.

\vspace{0.3cm}

On remarquera également la présence des deux bandes de l'ammoniac à 1,47 - 1,55 $\unitwl$ et 1,93 - 2,03 $\unitwl$ qui ne s'exprimaient pas jusque-là. La molécule présente en effet une forte accumulation dans cette région puisque sa fraction molaire gagne 3 à 4 ordres de grandeur.

\vspace{0.3cm}

Les résultats de l'inversion de l'hémisphère Est sont exposés dans la \tab{inverE}. Concernant les abondances, toutes les molécules présentant une accumulation dans la région, à savoir $\methane$, $\ammoniac$ et $\eau$ sont également retournées à la hausse par TauREx. L'ammoniac tout particulièrement qui, cette fois-ci, est trouvé à une valeur très proche de la moyenne (-2,634 contre -2,432). On notera également la détection du $\Cmono$ et la plus faible abondance en $\Cdio$. Pour ces deux molécules, les parties sondées dans l'atmosphère sont plus profondes et entièrement localisées dans l'hémisphère jour (voir \sect{sec:CO2}). En ce qui concerne le monoxyde de carbone, la faible température du terminateur et celle des régions sondées plus élevée de 200 K permet à la molécule de s'exprimer dans le spectre malgré une accumulation en eau et en méthane. \`A l'Ouest, le terminateur était beaucoup plus chaud et induisait une absorption plus intense de la part des molécules compétitrices, ce qui en masquait la présence.

\vspace{0.3cm}

Enfin, la température retournée est nettement plus froide que celle de l'Ouest ou de la simulation complète. Elle reste néanmoins plus importante que ce que nous attendions. Elle s'identifie à celles comprises entre la haute atmosphère très froide (300 - 350 K) et les couches plus chaudes qui relèvent les raies les moins intenses. Quant au rayon à 10 Bar, il subit une très forte augmentation (1\%) afin de compenser la basse atmosphère .

\vspace{0.3cm}

Avec un Ouest à 507 K et un Est à 398 K, si nous effectuons la moyenne pour tenter de retrouver une température pour l'ensemble de la simulation nous trouvons 489 K, soit quasiment la température retournée par TauREx pour l'atmosphère entière. La même opération réalisée sur les abondances donne des valeurs assez cohérentes avec celles obtenues dans le chapitre précédent. Le $\Cmono$ posera toujours des problèmes du fait de sa non-détection dans l'Ouest, et $\ammoniac$ est un peu plus éloigné également puisque l'expression de la molécule s'estompe avec la simulation totale. La \tab{Moyen} permet la comparaison entre les paramètres et les dites moyennes.

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%% Table 1

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\begin{table\*}

\caption[]{Résultats de l'inversion de l'hémisphère Est de la simulation de GJ1214 b.}

\centering

\label{inverE}

\begin{tabular}{|c c c c c c c l| } % 8 columns

\hline\hline

Paramètres & $T$ & $\chi\_{\eau}$ & $\chi\_{\ammoniac}$ & $\chi\_{\Cdio}$ & $\chi\_{\Cmono}$ & $\chi\_{\diazote}$ & $\chi\_{\methane}$ \\

\hline

Unités & K & - & - & - & - & - & - \\

\hline

Médiane & $485,42$ & $-1,392$ & $-3,488$ & $-1,948$ & $-8,557$ & $-8,129$ & $-1,557$ \\

Moyenne & $389,44$ & $-1,373$ & $-3,258$ & $-1,950$ & $-4,418$ & $-8,224$ & $-1,566$ \\

$\Delta$ & $+4,02$ & $+0,019$ & $+0,230$ & $-0,002$ & $+4,139$ & $-0,095$ & $+0,009$ \\

\hline\hline

\end{tabular}

\end{table\*}

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

%%%% Table 1

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

\vspace{0.3cm}

Pour conclure, les biais thermiques ne se manifestent pas pour la simulation de GJ 1214 b car ils sont d'un amoindris par les hétérogénéités de composition du méthane et parce qu'ils sont dilués par la présence de l'Est froid. Les hétérogénéités azimutales peuvent donc camoufler des biais thermiques tangentiels. En somme, en effectuant l'inversion du spectre de l'atmosphère complète nous collections des informations différentes suivant les espèces et les paramètres~:

\begin{itemize}

\item{\textbf{T}~: La température est une moyenne découlant des hétérogénéités azimutales, et qui ici, pourrait laisser croire qu'elle correspond à celle du terminateur.}

\item{$\mathrm{\mathbf{CH\_4}}$~: L'abondance du méthane correspond à une région proche du terminateur mais tout de même localisée dans l'hémisphère jour. C'est la molécule la plus contributrice du spectre et celle qui compense le plus les biais thermiques par ses hétérogénéités tangentielles, mais elle ne le fait que localement (en fonction du niveau sondé). Il s'agit donc une valeur intermédiaire entre les fractions molaires du côté jour et celle du terminateur. Les raies les plus intenses sondent la région où les biais thermiques sont surpassés (Ouest), portent en conséquence l'information du côté nuit, et donc des températures plus froides (voir \fig{Coupe\_App\_2}).}

\item{$\mathrm{\mathbf{H\_2O}}$~: L'eau est à une abondance à peu près équivalente dans toute l'atmosphère, donc sa valeur ne permet pas d'identifier une région en particulier, par contre sa température moléculaire devrait être plus élevée que celle du méthane (pas de compensation par des hétérogénéités tangentielles).}

\item{$\mathrm{\mathbf{NH\_3}}$~: L'ammoniac ne s'exprimant et n'étant bien contraint que dans un sixième de l'atmosphère, sa valeur n'apporte qu'une information diluée.}

\item{$\mathrm{\mathbf{CO\_2}}$~: Le dioxyde de carbone sonde clairement plus profondément dans le côté jour et porte une signature thermique chaude. Il évolue donc sur des températures trop différentes de celle du reste du spectre pour pouvoir être convenablement contraint. (voir \fig{Coupe\_App\_1})}

\item{$\mathrm{\mathbf{CO}}$ et $\mathrm{\mathbf{N\_2}}$~: Le monoxyde de carbone et le diazote ne portent pas d'information.}

\end{itemize}

\newpage

\vspace\*{3cm}

\begin{fmpage}{15.3cm}

\begin{fmpage}{15cm}

\hspace{0.8cm} \textbf{Pour conclure sur ce chapitre}, nous avons remplacer nos simulations dynamiques 3D par des atmosphères synthétiques beaucoup plus simples, ce qui nous a permis d'isoler l'impact des hétérogénéités de température sur les observations et leurs inversions. Nous avons ainsi débuter la caractérisation des biais tangentiels qui étaient au coeur de notre recherche. Ce type de biais dépend essentiellement de l'ouverture des atmosphères que nous considérons et tout particulièrement de la pénétration qu'elles permettent de par leurs caractéristiques et de par celles des exoplanètes. Le rapport $\Rp/\Hsurf$ conditionne cette pénétration et influe sur l'intensité comme la persistance des biais thermique en fonction du caractère abrupte du contraste en température jour/nuit.

\vspace{0.2cm}

\hspace{0.8cm}Ainsi, les atmosphères d'exoplanète à faibles rapports $\Rp/\Hsurf$ subissent des biais thermiques tangentiels intenses qui persistent sur des angles de contraste grands ($>60\degree$) et se traduisent par une température solution après inversion nettement supérieure à celle du terminateur. Nous avons montré que, le cas échéant, ce terminateur n'était plus représentatif de l'atmosphère et que la signature spectroscopique était imposée par une région plus profonde du côté jour. Pour compléter l'étude, nous avons montré que les hétérogénéités verticales, que nous avons modélisées par une couche isotherme entourant la surface, réduisent la persistance des biais tangentiels. Tant que l'atmosphère est suffisamment opaque pour que la région dominée par l'isotherme ne soit pas sondée, les écarts en température naissent uniquement des hétérogénéités tangentielles. Quand cela n'est plus le cas, les biais verticaux l'emportent sur les biais tangentiels à mesure que la contribution de l'isotherme sur le spectre grandie.

\vspace{0.2cm}

\hspace{0.8cm}En explorant l'espace de paramètre~: le rayon planétaire (à 10 Bar), le contraste et la gamme de température et l'angle au sein duquel la transition entre les deux températures extrêmes, nous développons des outils en vue de mieux détecter leurs présences dans les simulations atmosphériques ou des observations réelles et d'en quantifier l'impact. Ce premier pas vers la caractérisation des biais induis par les hétérogénéités atmosphériques a permis par exemple de mieux comprendre les difficultés à contraindre certaines gammes spectrales lors d'une inversion par Tau-REx et de fournir une meilleure interprétation des résultats obtenus. Nous avons ainsi expliqué pourquoi dans le chapitre précédent nous n'avions pas réussi à mettre en évidence un biais thermique détectable.

\vspace{0.2cm}

\hspace{0.8cm}Ce travail n'est que le début d'une étude plus large et qui dépassera très certainement le cadre de cette étude. Il montre néanmoins de manière claire que les hétérogénéités atmosphériques, et notamment celles portées par la ligne de visée et très souvent sous-estimées, ont un impact fort sur les observations et les résultats de leurs inversions, impact que nous ne pouvons plus négliger.

\end{fmpage}

\end{fmpage}

\clearpage