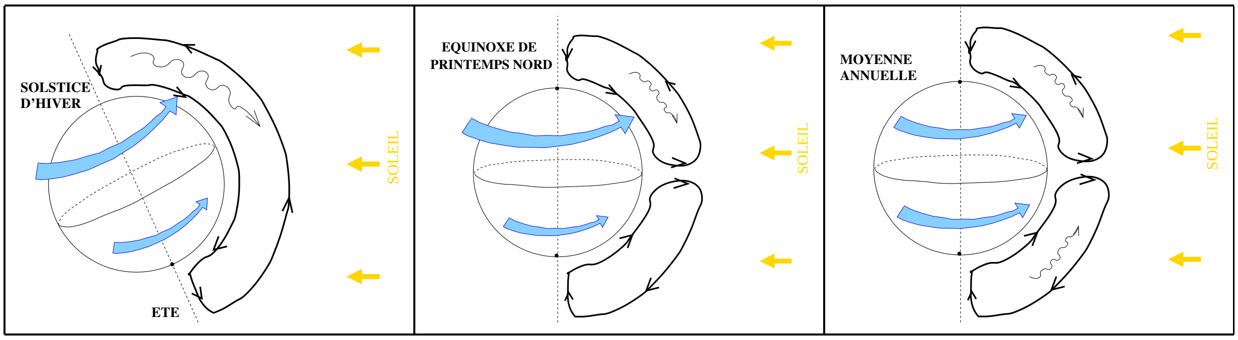


FIG. 5.6 – Description schématique de la circulation méridienne moyenne sur Titan au solstice d'hiver nord (à gauche), à l'équinoxe (au centre) et en moyenne annuelle (à droite). Les flèches grisées représentent les jets zonaux, avec un jet particulièrement marqué dans l'hémisphère nord au solstice. Ce jet persiste en fait à l'équinoxe d'automne et c'est seulement en moyenne annuelle que les vents zonaux sont symétriques comme indiqué sur le graphique de droite. Les ondes sont plus développées sur le versant équatorial du jet hivernal. En moyenne sur l'année, ces ondes transportent le moment cinétique vers l'équateur dans la branche haute de la cellule de Hadley.

transporter le moment cinétique des tropiques vers les extra-tropiques. Comparativement, la cellule de Hadley équateur-pôle de la planète B apparaît comme un système fermé ne pouvant exporter son moment cinétique vers d'autres latitudes. C'est l'accumulation de moment cinétique dans les hautes latitudes qui va être à l'origine de l'instabilité barotrope de l'écoulement.

L'autre différence importante entre les deux planètes (et c'est la même chose dans les simulations de Del Genio et al., 1993) est que la stabilité accrue de l'atmosphère dans le cas de la superrotation (imposée en diminuant $\tau_{\rm vis}$ dans notre cas ou en rajoutant des nuages dans le modèle de Del Genio et al., 1993) permet de diminuer les échanges turbulents verticaux et de découpler la couche externe de l'atmosphère, en superrotation, de la surface.

### 5.2.4 Superrotation : le cas de Titan

Les premières simulations longues obtenues avec la version titanesque du modèle de circulation ont également produit une superrotation intense avec des vents d'ouest de l'ordre de la centaine de mètres par seconde à l'équateur, bien supérieurs à la vitesse équatoriale de la planète, inférieure à 12 m s$^{-1}$.

La différence principale entre les simulations de la superrotation mentionnées plus haut et le cas de Titan provient du cycle saisonnier découlant de la grande obliquité de Titan (26.7°) : pendant presque une demi année autour du solstice, la circulation méridienne moyenne est dominée par une seule cellule de Hadley, s'étendant de pôle à pôle, avec ascendance dans les latitudes estivales. Cette circulation méridienne crée un jet circumpolaire intense, analogue du jet-stream sur Terre. C'est seulement près des équinoxes et en moyenne annuelle que la circulation méridienne moyenne est composée de deux cellules symétriques comme dans le cas des simulations idéalisées. On revient plus en détail sur la description de la circulation méridienne moyenne par la suite. On se contente à ce niveau d'en donner une représentation schématique sur la Fig. 5.6.

Sur le graphique de gauche de la Fig. 5.7, on montre une moyenne zonale du vent zonal simulé au solstice d'hiver nord. On voit bien à la fois la superrotation d'ensemble de l'atmosphère, particulièrement importante au-dessus de 20 hPa et le jet d'hiver très marqué vers 1 hPa. Sur le graphique de droite, on montre la comparaison entre les profils de vent zonal extraits à différents

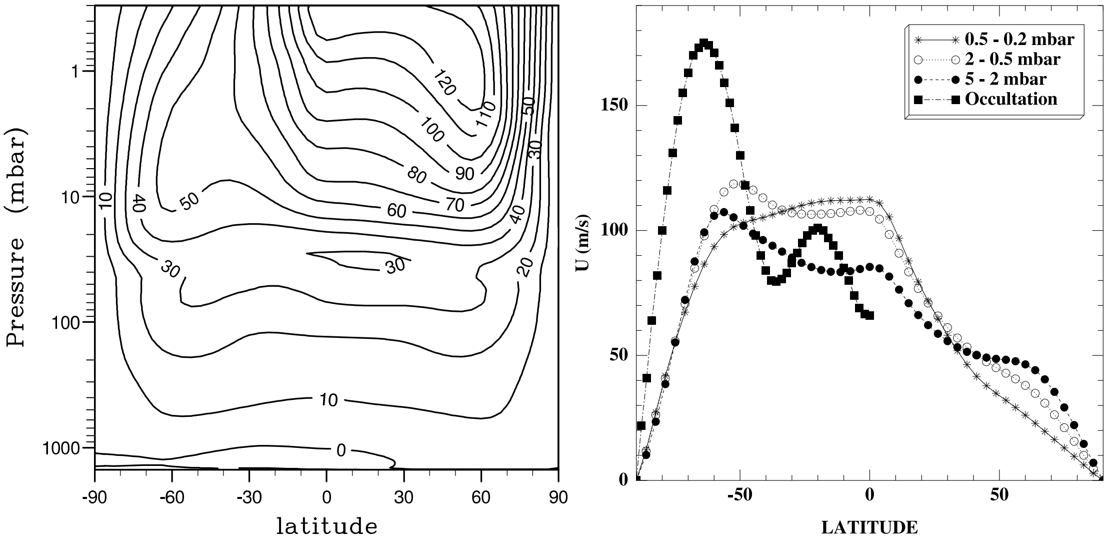


FIG. 5.7 – Vent zonal dans les simulations tridimensionnelles de la circulation de Titan. A gauche, on montre plus précisément une moyenne zonale dans un plan méridien au solstice d'hiver nord et à droite des profils latitudinaux du vent zonal à la saison de l'occultation stellaire, peu avant le solstice d'hiver sud.

niveaux d'altitude et les résultats de l'occultation stellaire de 1989 (Hubbard, 1993). La courbe reconstituée à partir de l'occultation ne contient en fait de l'information qu'entre 0 et 60 degrés sud et les oscillations sont liées à la méthode utilisée pour la reconstitution. C'est à dire finalement qu'elle indique essentiellement un vent zonal avoisinant la centaine de mètres par seconde à l'équateur et un jet d'hiver très marqué. La simulation aux altitudes sondées par l'occultation, vers 0.25 hPa ou 250 km, en bon accord avec l'observation pour le vent équatorial, semble sous-estimer l'intensité du jet.

Comme pour les simulations idéalisées présentées plus haut, c'est la circulation méridienne moyenne qui est responsable du transport vers le haut de moment cinétique. Comme dans ces simulations aussi, ce sont les ondes planétaires qui transportent le moment cinétique vers l'équateur (Fig. 5.8), en remontant le gradient de moment cinétique, et permettent ainsi de maintenir un maximum de moment cinétique à l'équateur.

Comme dans les simulations idéalisées enfin, ces ondes planétaires sont créées par l'instabilité barotrope de l'écoulement qui apparaît notamment sur le versant équatorial du jet hivernal.

A noter que des structures similaires sont observées dans la haute atmosphère de la Terre, ou le jet hivernal présente, de part et d'autre, des régions d'instabilité barotrope associées à la présence d'ondes planétaires de grande échelle (Hartman, 1983). Sur la Fig. 5.9, on montre à la fois pour Titan et pour la Terre la structure de ce jet hivernal (en haut) et la dérivée latitudinale de la vorticité potentielle qui permet d'identifier les régions d'instabilité barotrope (en grisés).

### 5.2.5 Mise en évidence des couplages entre dynamique et composition

Les simulations présentées plus haut, si elle semblent en bon accord avec les résultats des occultations, sous-estiment en revanche fortement les contrastes latitudinaux de température déduits des mesures Voyager. On montre sur la Fig. 5.10 la distribution des températures dans le plan méridien. Sur la figure de gauche, on montre des résultats obtenus en coupant la dynamique grande échelle dans

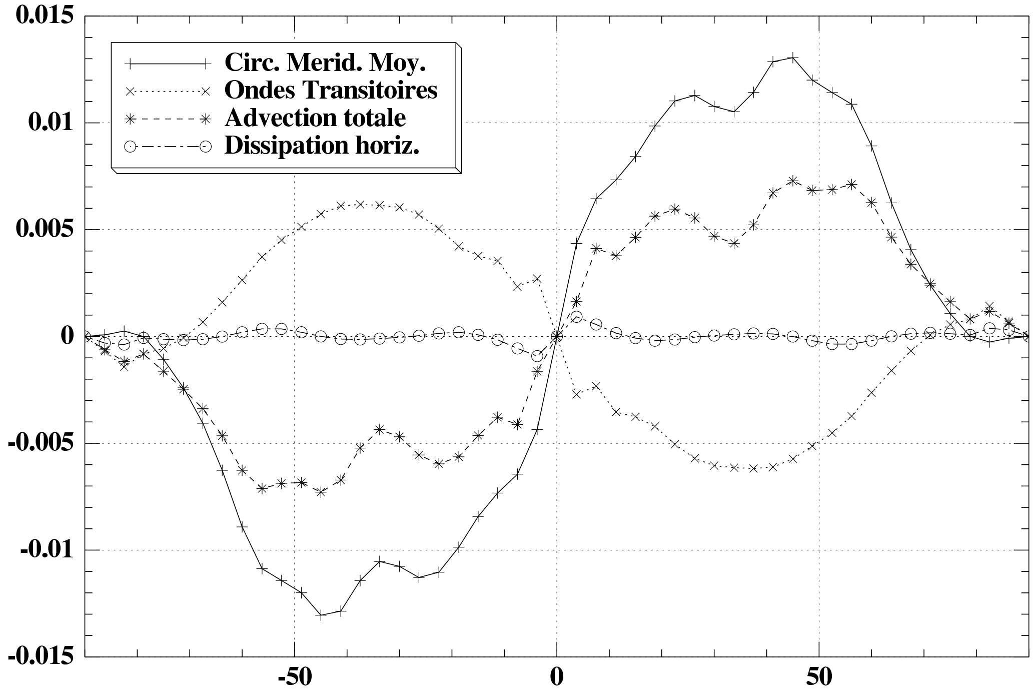


FIG. 5.8 – Transport latitudinal du moment cinétique normalisé $\mu = a\cos\phi(u + a\Omega\cos\phi)/(3/2a^2\Omega)$ ($v\mu$ en m $s^{-1}$) par les différentes composantes de la circulation atmosphérique. Ce transport est moyenné entre les pressions de 15 et 0 hPa. On montre le transport par la circulation méridienne moyenne, par les ondes transitoires et le transport associé à la paramétrisation de l'échange avec les échelles sous-mailles (dissipation horizontale). L'advection totale est proche de la somme du transport par la circulation méridienne et par les ondes transitoires (la contribution des ondes stationnaires tend vers zéro si on moyenne sur une période suffisamment longue).

le modèle. Il s'agit donc d'un calcul radiatif convectif effectué avec un cycle saisonnier. Curieusement, les contrastes latitudinaux de température qu'on obtient alors vers 1 hPa se comparent très bien avec les mesures Voyager, avec une différence d'une dizaine de degré entre 24 et 50N. De même, on observe dans cette coupe une certaine asymétrie entre le nord et le sud, et, là encore, la simulation sans dynamique colle assez bien avec l'observation avec une différence d'une dizaine de degrés entre 50S et 50N, à 1 hPa. En revanche, dans la simulation complète, avec dynamique, les contrastes sont nettement plus faibles, et s'inversent même au dessus de 1 hPa. Nous avions suggéré à l'époque que ces gradients trop faibles puissent s'expliquer par la non prise en compte, dans le calcul du transfert radiatif, des variations latitudinales de la composition atmosphérique (Hourdin et al., 1995a). On s'attend en fait de toutes façons à ce que la dynamique réduise les gradients latitudinaux de température, ce qui suggère que les contrastes obtenus sans dynamique sont eux-mêmes trop faibles (puisqu'en bon accord avec l'observation).

A la même époque, des calculs radiatifs, effectués en prenant en compte les variations de composition telles qu'elles étaient déduites des mesures Voyager, ont montré que ces variations étaient suffisantes par exemple pour expliquer l'asymétrie hémisphérique au moment de la rencontre avec Voyager (Bézard et al., 1995). Voyager avait observé notamment un contraste hémisphérique dans l'albédo visible (lié à la brume) avec une opacité plus importante de la brume dans l'hémisphère nord, et un enrichissement très marqué des différents constituants chimiques dans les hautes latitudes de

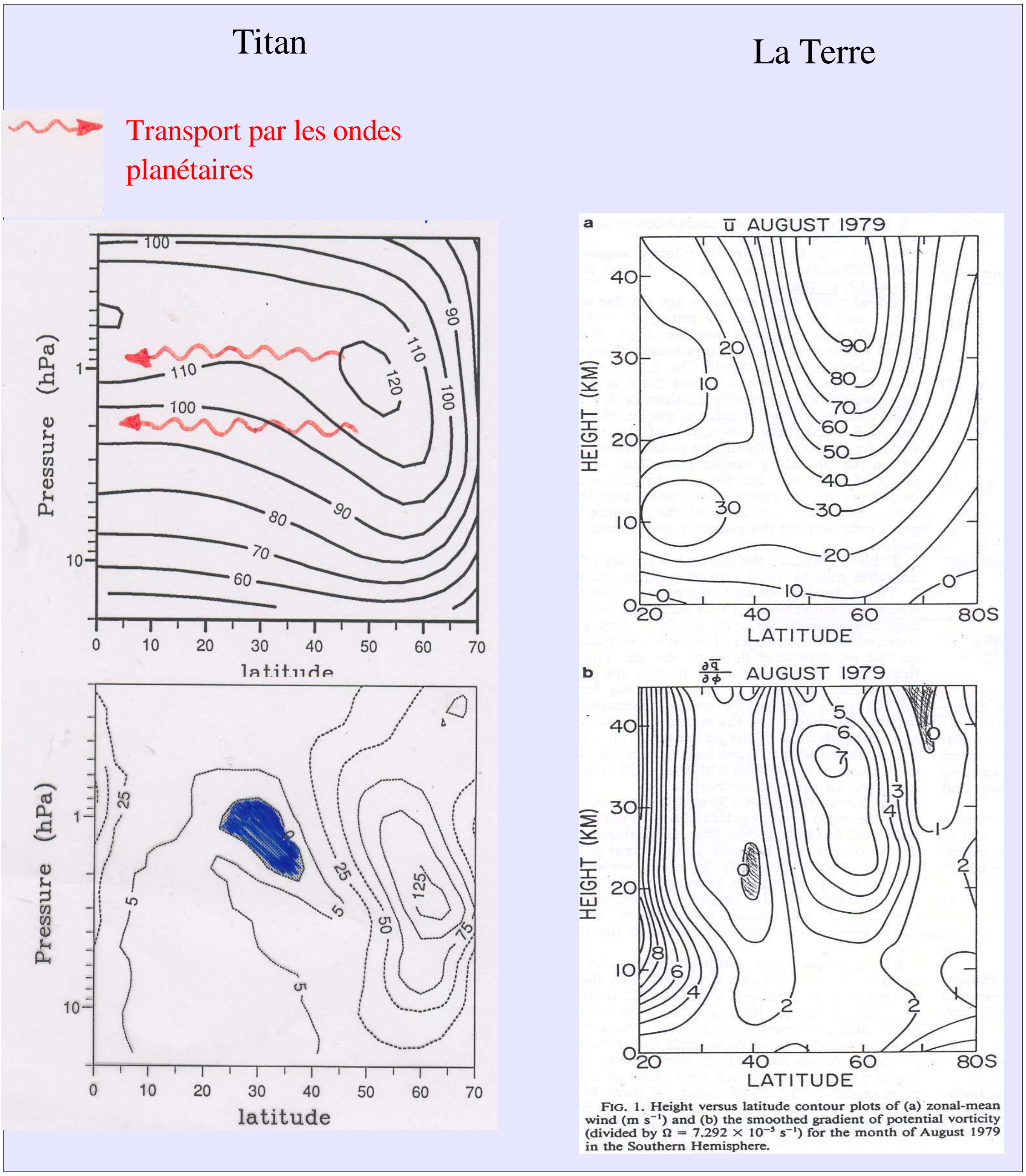


FIG. 5.9 – Jet d'ouest (en haut, m $s^{-1}$) et dérivée latitudinale de la vorticité potentielle le long de surfaces isentropes (en bas) pour Titan (hiver nord, à gauche) et pour la Terre (hiver nord, à droite, Hartman, 1983). La région concernée par le transport par les ondes planétaires dans les simulations de Titan est indiquée par les flèches ondulantes et les zones de changement de signe de la dérivée de la vorticité potentielle par des grisés.

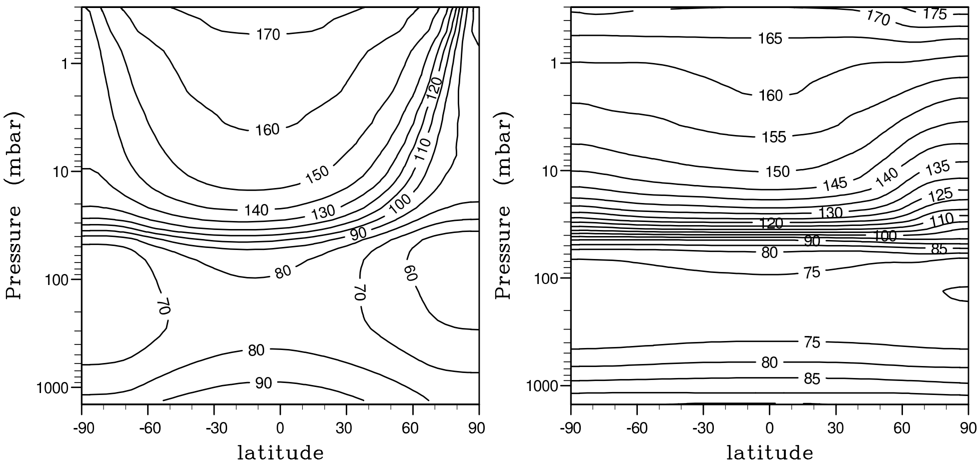


FIG. 5.10 – Moyenne zonale de la distribution des températures (K) dans un plan méridien à l'équinoxe de printemps nord, à gauche sans dynamique (calcul radiatif-convectif avec cycle saisonnier) et à droite dans le modèle de circulation tridimensionnel (d'après Hourdin et al., 1995b).

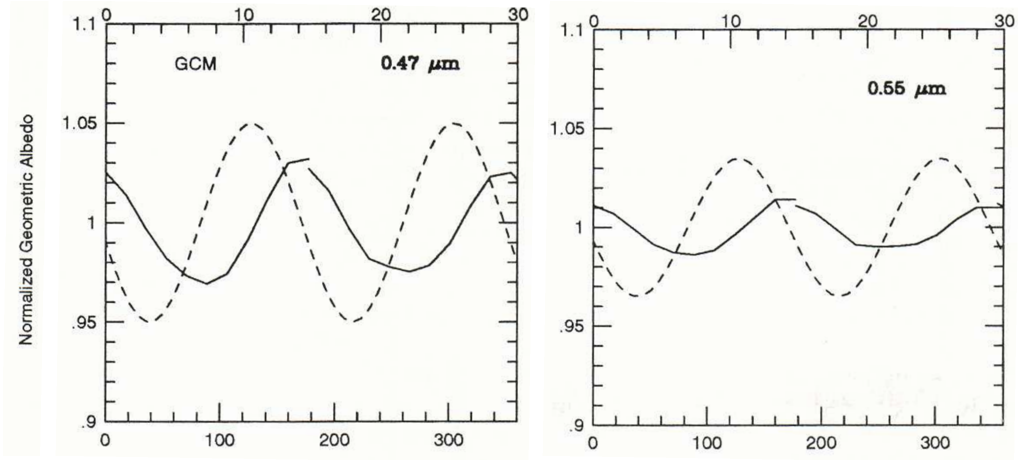


FIG. 5.11 – Variations saisonnières à deux longueurs d'ondes de l'albédo de Titan observées depuis la Terre (tiretés) et simulées avec un modèle bidimensionnel de transport et microphysique des brumes (Hutzell et al., 1995), en utilisant une circulation méridienne issue du modèle de circulation générale tridimensionnel.

l'hémisphère nord.

A la même époque également, deux études suggéraient que ces variations latitudinales des concentrations étaient en grande partie contrôlées par le transport par la circulation méridienne moyenne. Dans les deux études, un modèle bidimensionnel était développé sur la base de modèles uni-colonnes de microphysique des brumes ou de chimie en imposant un transport par une circulation de Hadley issue directement ou idéalisée à partir des résultats du modèle tridimensionnel.

Dans la première étude, en partant du modèle microphysique de McKay et al. (1989), Hutzell et al. (1995) ont montré que l'ordre de grandeur des variations saisonnières de l'albédo global de Titan, observé depuis la Terre, ainsi que l'ordre de grandeur des contrastes latitudinaux au passage de Voyager, pouvaient être expliqués par le transport par la circulation méridienne moyenne. On montre

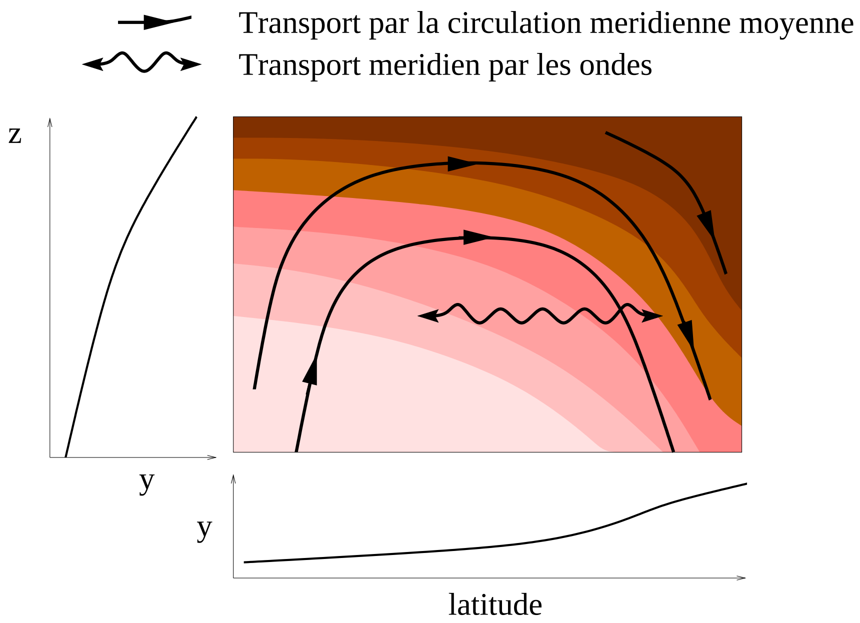


FIG. 5.12 – Schéma de la circulation atmosphérique méridienne (flèches) et du transport des espèces chimiques (iso-concentrations en grisés) dans la stratosphère de Titan. Les profils en bas et à gauche schématisent des coupes horizontale et verticale de la concentration en espèce chimique.

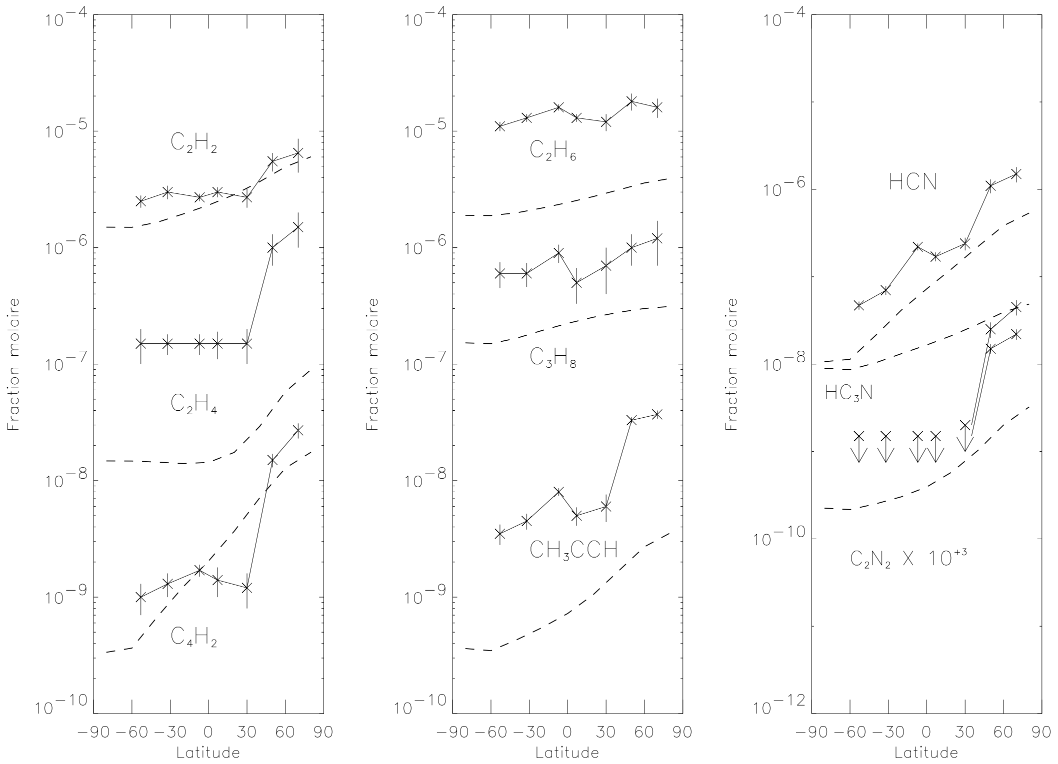


FIG. 5.13 – Profils latitudinaux de la concentration des espèces chimiques observées par Voyager. Les croix correspondent aux observations. Le transport prend en compte la circulation méridienne moyenne et une paramétrisation sommaire du mélange latitudinal par les ondes transitoires.

sur la Fig. 5.11 la comparaison entre les variations saisonnières observées et simulées de l'albédo. L'amplitude des variations (environ 5%) est sous-estimée par le modèle mais l'ordre de grandeur y est. On voit aussi un déphasage d'une demi saison environ. Malgré ces différences non négligeables, on voit que la dynamique est capable d'expliquer le type de variations observées.

Dans une autre étude, Lebonnois et al. (2001) ont développé sur le même principe un modèle de chimie-transport bidimensionnel en partant du code de photochimie unidimensionnel de Toublanc et al. (1995). Le transport méridien était calculé avec le schéma en volumes finis de Van Leer (1977) en utilisant une formulation analytique pour la circulation méridienne moyenne, calée sur les résultats du modèle de circulation de Titan. Une diffusion latérale était également prise en compte afin de représenter, très sommairement, le transport par les ondes planétaires.

Ce travail a permis de donner pour la première fois une explication cohérente des observations latitudinales des espèces chimiques observées par Voyager. L'idée est la suivante. Les espèces chimiques sont créées dans la haute atmosphère par photo-dissociation de l'azote et du méthane entre 600 et 1000 km. Cette source en altitude a pour conséquence que presque toutes les espèces chimiques ont une concentration qui croit fortement avec l'altitude. Les observations Voyager concernent une région beaucoup plus basse (150-300 km) dans laquelle les molécules chimiques sont avant tout amenées depuis le haut par le transport atmosphérique. Ce transport vertical est essentiellement le fait des grandes cellules méridiennes qui produisent, durant une longue saison autour d'un solstice, une subsidence sur le pôle hivernal compensée par une ascendance dans l'autre hémisphère. La bascule entre les deux saisons se fait autour de l'équinoxe. Ce transport est responsable de la création des contrastes latitudinaux avec des concentrations plus fortes dans l'hémisphère d'hiver. Ce mécanisme est illustré sur la Fig. 5.12. Au moment du passage de Voyager, juste après l'équinoxe de printemps nord, les concentrations étaient encore maximum dans les haute latitudes de l'hémisphère nord. Sur la Fig. 5.13, on compare les variations latitudinales des concentrations des hydrocarbures et nitriles observées par Voyager avec les résultats du modèle bidimensionnel. On voit que l'ordre de grandeur des variations latitudinales est très bien restitué par le modèle. On revient beaucoup plus en détail sur cet aspect en fin de chapitre.

## 5.3 Modélisation couplée dynamique/microphysique/chimie

Pour les raisons évoquées ci-dessous, il a été décidé vers 1996 de mettre en commun les différents efforts de modélisation afin de développer un modèle de climat couplant dynamique atmosphérique, chimie et microphysique des brumes. A cause du coût numérique prohibitif du modèle tridimensionnel, et du fait du caractère relativement axi-symétrique des observations disponibles de la température et de la composition de Titan, une approche bidimensionnelle a été privilégiée. La partie dynamique de ce modèle est donc une restriction à la composante axi-symétrique de l'écoulement du modèle tridimensionnel.

### 5.3.1 Le modèle bidimensionnel

Le modèle bidimensionnel est bâti sur la séparation entre la moyenne zonale des différentes variables d'état et les perturbations non zonales définies par rapport à cette moyenne. Comme pour la séparation d'échelle dans le cas de la paramétrisation des mouvements turbulents (Section 2.2), on introduit en fait une moyenne zonale pondérée par la masse de l'air, $\tilde{q} = [\rho q] / [\rho]$, où $[X] = \int_{-\pi}^{\pi} X d\lambda / 2\pi$ est la moyenne zonale de $X$. Comme pour la séparation d'échelle, l'équation de

continuité
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}(\rho \mathbf{v}) = 0 \tag{5.2}$$
est identique à sa moyenne zonale si on remplace $\rho$ par $[\rho]$ et $\mathbf{v}$ par $\tilde{\mathbf{v}}$. La composante non axi-symétrique $q^* = q - \tilde{q}$ vérifie $[\rho q^*] = [\rho q] - [\rho]\, \tilde{q} = 0$ et on obtient une équation de conservation pour $q$ de la forme :
$$\frac{\partial\, [\rho]\, \tilde{q}}{\partial t} + \mathrm{div}([\rho]\, \tilde{\mathbf{v}}\tilde{q}) + \mathrm{div}\, [\rho \mathbf{v}^* q^*] = 0 \tag{5.3}$$
Comme pour la turbulence enfin, le terme $\mathrm{div}\, [\rho \mathbf{v}^* q^*]$ – essentiel à la fois pour l'établissement de la superrotation et pour le transport latitudinal des espèces traces – doit être représenté au travers d'une paramétrisation.

Parce qu'on a identifié dans les simulations tridimensionnelles (Hourdin et al., 1995b) que le transport par les ondes était essentiellement horizontal (ou barotrope) et parce qu'on veut s'intéresser spécifiquement au couplage entre la dynamique méridienne de grande échelle et le transport latitudinal par les ondes, on va restreindre la paramétrisation au transport par les perturbations de $v$. Sous ces hypothèses, l'équation pour $q$ peut se récrire
$$\frac{\partial(\rho q)}{\partial t} + \frac{1}{a \cos\phi}\frac{\partial}{\partial \phi}(\cos\phi\, \rho v q) + \frac{\partial(\rho w q)}{\partial z} = [S_q] - \frac{1}{a\cos\phi}\frac{\partial}{\partial\phi}\left(\cos\phi\, [\rho v^* q^*]\right) \tag{5.4}$$
où on a laissé tomber les notations [ ] et ˜ considérant maintenant que $\rho$, $v$ ou $q$ sont les variables d'état du modèle bidimensionnel.

Cette équation est valable pour les traceurs chimiques et la brume ainsi que pour la température potentielle ou le moment cinétique $a\cos\phi\,(u + a\Omega\cos\phi)$. $S_q$ comprend les termes de production/destruction chimiques ou microphysiques pour les espèces gazeuses et les brumes, le chauffage radiatif pour la température potentielle et le mélange vertical turbulent pour toutes les variables.

### 5.3.2 Transport latitudinal par les ondes dans un modèle en eau peu profonde

Afin de développer une paramétrisation physique du transport latitudinal par les perturbations non zonales, David Luz a mené une étude détaillée du transport latitudinal par les ondes planétaires avec un modèle global à une couche basé sur les équations de Saint Venant ou équations de l'eau peu profonde. En pratique, le modèle utilisé est une restriction à une couche de la partie dynamique du modèle de circulation générale tridimensionnel. Le modèle dépend d'une seule variable thermodynamique (la hauteur de la couche de fluide pour un fluide incompressible).

L'idée est d'utiliser ce modèle, avec des paramètres typiques de la stratosphère de Titan, pour étudier le développement des ondes et les propriétés de mélange associées, en relation avec l'instabilité de l'écoulement moyen. En pratique, on force le modèle en rappelant le champ de vent zonal vers un profil proche du profil observé (par occultation par exemple) ou simulé (avec le modèle de circulation tridimensionnel), en faisant en sorte que ce profil présente des régions d'instabilité sur le versant équatorial des jets. Dans l'étude de Luz et Hourdin (2003), différents profils sont utilisés avec différentes constantes de temps pour le rappel.

On présente ici, sur la Fig. 5.14 des résultats issus d'une des simulations. On montre sur la figure le vent zonal (**a**) ainsi que le moment cinétique (**b**) et la vorticité potentielle (**c**) associés. Les courbes pleines correspondent aux profils de rappel. La vorticité potentielle associée (**c**) montre clairement les régions d'instabilité barotrope entre 30 et 50 degrés dans les deux hémisphères. Dans le cas présenté ici, le profil de relaxation ne comprend pas en revanche de région d'instabilité inertielle,

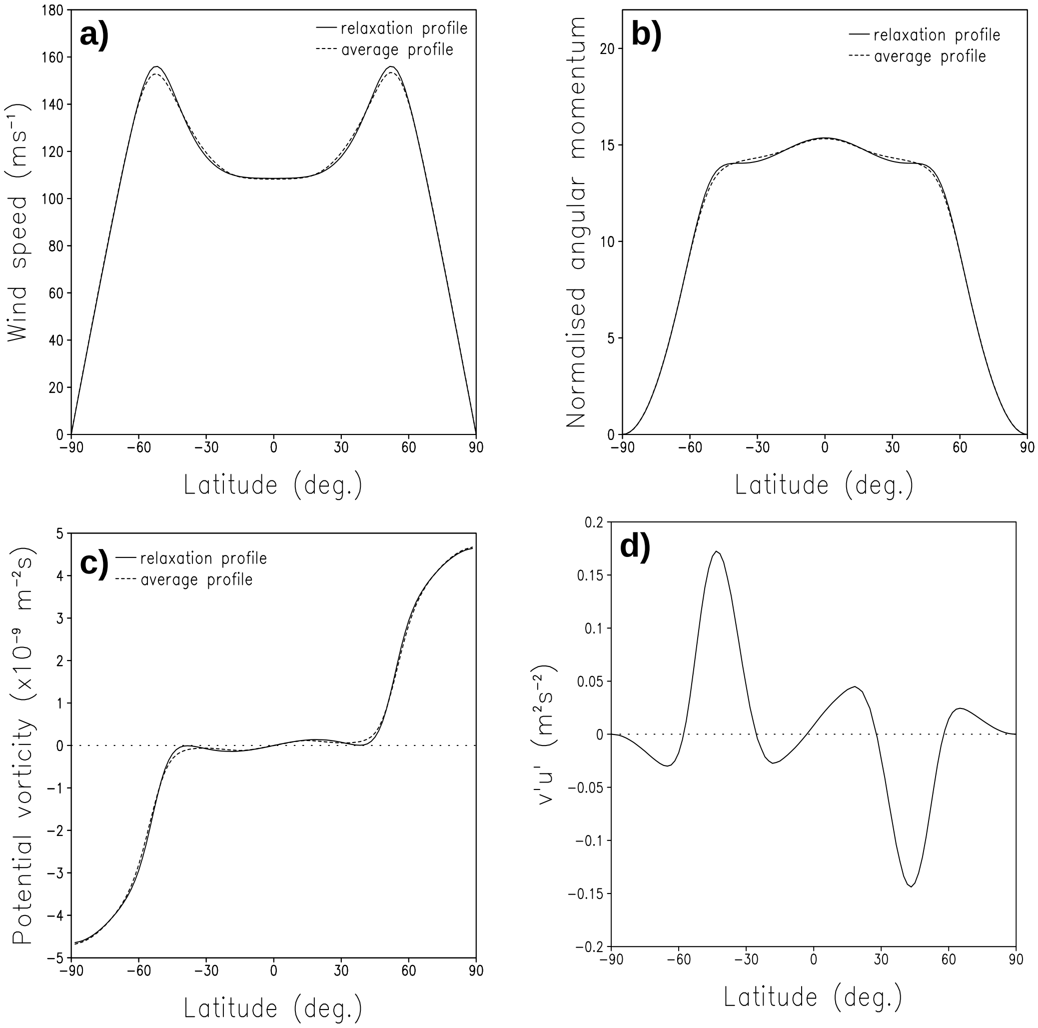


FIG. 5.14 – Exemple de profil latitudinal de vent zonal utilisé pour forcer le modèle des équations de Saint-Venant. On montre **a)**, le profil de rappel (trait plein) et le profil moyen dans le modèle en état de régime (tiretés) ; les mêmes profils sont montrés en termes **b)** de moment cinétique normalisé et **c)** de vorticité. Enfin, on montre **d)** le transport de moment cinétique par les ondes responsable de la différence entre les deux profils. La constante de temps de rappel est fixée à 5 jours de Titan.

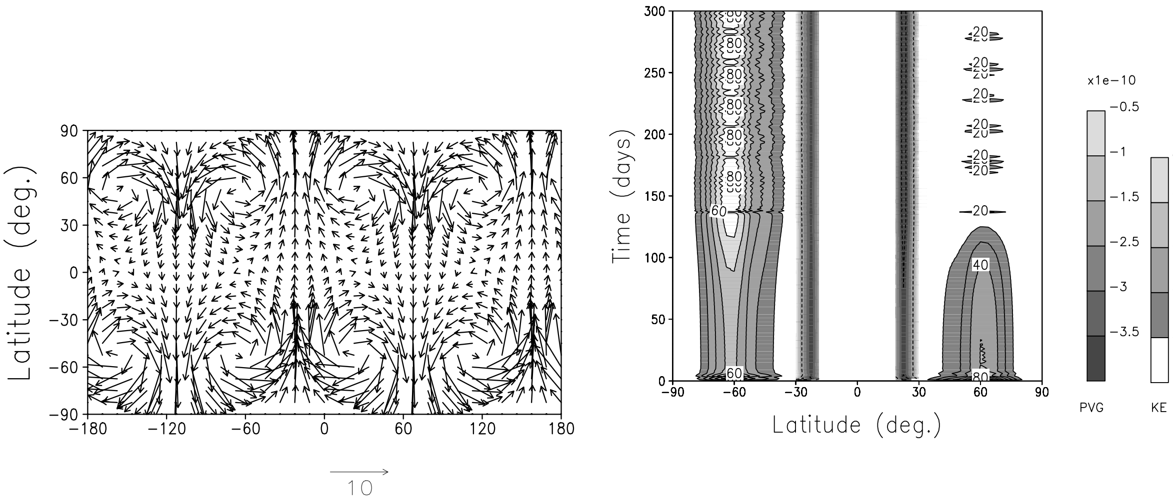


FIG. 5.15 – Ondes planétaires. A gauche, exemple de structure instantanée du champ de perturbation du vent dans les simulation de Saint-Venant. A droite, évolution en fonction de la latitude et du jour de Titan du gradient latitudinal de vorticité potentielle (les bandes grisées étroites entre 30S et 30N, première échelle de grisés) et de la moyenne zonale de l'énergie cinétique des ondes (bandes larges au delà de 60 degrés dans chaque hémisphère, échelle de grisés la plus à droite).

avec un moment cinétique qui décroît de part et d'autre de l'équateur. Le modèle en eau peu profonde développe des ondes qui ont pour effet de réduire l'instabilité. Les moyenne zonales des différents champs, une fois établi un état de régime, sont montrées en pointillés. Le transport de moment cinétique associé aux ondes ($a \cos\phi\, [v^* u^*]$, **d**) est dirigé vers l'équateur (en remontant le gradient de moment cinétique) dans les régions d'instabilité. Ce transport tend à réduire l'intensité des jets. Dans ces simulations, la constante de temps de rappel est fixée à 5 jours de Titan de façon à reproduire l'ordre de grandeur du transport latitudinal de moment cinétique obtenu avec le modèle tridimensionnel.

La Fig. 5.15 montre, pour cette simulation particulière, un exemple de carte instantanée de la perturbation du vent par rapport à l'écoulement moyen. On voit que, comme dans le modèle tridimensionnel, on a à faire à des nombres d'onde petits (1 ou 2). Quand on regarde l'évolution sur le long terme de l'activité ondulatoire (graphique de droite) on se rend compte qu'après un certain temps, une dissymétrie s'installe entre les deux hémisphères (la Fig. 5.14 correspond à des moyennes entre les jours 6 et 30, avant que la dissymétrie ne s'installe). Ce comportement, constaté dans un grand nombre de simulations tests, ne semble pas lié à une erreur informatique dans le modèle. On a par exemple vérifié, après une bascule nord/sud de tout les champs du modèle à un instant donné, que l'activité la plus forte se maintenait bien dans l'hémisphère opposé de celui où elle était avant la bascule. Ce type de comportement avait en fait déjà été observé dans des simulations effectuées pour étudier les ondes dans l'atmosphère de Vénus (Rossow, 1983). Une certaine asymétrie entre les deux jets est également rapportée pour les observations de vent vénusiens par suivi de nuages dans l'UV par Rossow et al. (1990), alors même que le forçage saisonnier est presque inexistant sur Vénus. Les auteurs concluaient à l'époque de cette étude sur la possibilité d'un comportement asymétrique de la dynamique des atmosphères de planètes en rotation lente. Ce point n'a pas pu être étudier davantage mais le modèle et les simulations sont toujours là.

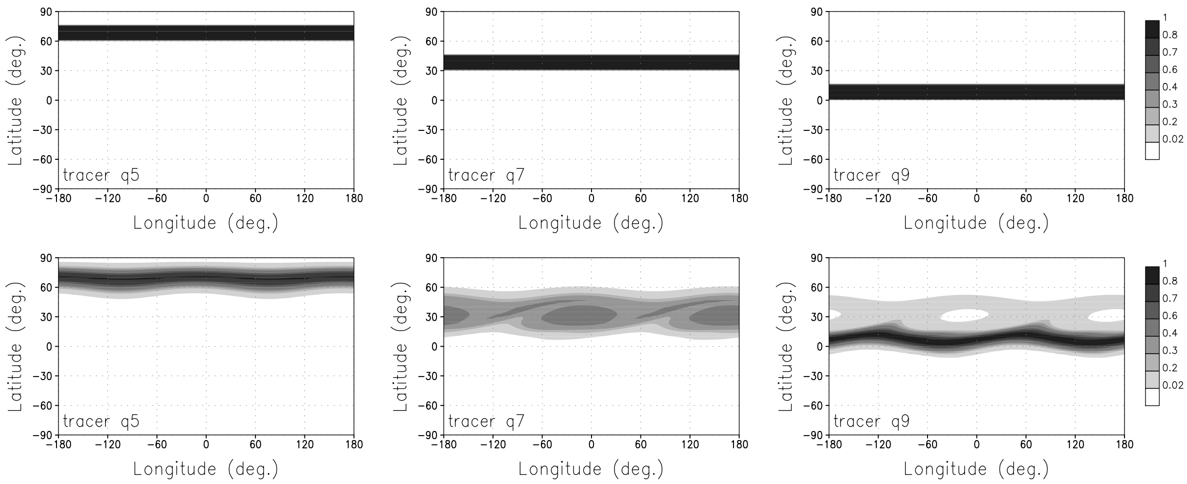


FIG. 5.16 – Exemple de mélange par les ondes de traceurs contenus initialement dans des bandes de latitudes et dont les concentrations sont rappelées vers ces concentrations initiales avec une constante de rappel de 5 jours de Titan. On montre pour trois bandes particulières les distributions initiales (en haut) et des distributions instantanées une fois un état de régime établi.

On a ensuite regardé l'impact de ces ondes sur le transport latitudinal des espèces traces. Là encore, on a utilisé différents profils et constantes de temps de rappel pour évaluer le transport latitudinal par les ondes. On montre par exemple, sur la Fig. 5.16, des simulations dans lesquelles on injecte un traceur dans une bande de latitude et on rappelle en permanence le champ de traceur vers cette concentration initiale avec une constante de temps de 5 jours de Titan. Les graphiques du haut montrent la distribution initiale et les graphiques du bas une distribution instantanée après qu'un état de régime s'est établi. Alors que l'énergie cinétique des perturbations est maximale dans les hautes latitudes (Fig. 5.15), le traceur émis entre 60 et $75°$N n'est presque pas affecté par le transport, autrement que par une déformation de la bande de traceur. Le mélange latitudinal est en fait important uniquement dans la région d'instabilité, entre 20 et $45°$ de latitude. Dans cette région, on retrouve une figure classique dite en œil de chat décrite pour la première fois par Kelvin (1880).

Le modèle prédit donc un mélange très intense sur le versant équatorial du jet hivernal, et une relative isolation du vortex polaire. Ce comportement explique en fait en partie la brusque rupture de pente observée dans les données Voyager aux abords du vortex polaire nord, mal prise en compte dans les premières simulations de la composition chimique (Fig. 5.13) dans lesquelles le mélange latitudinal était calculé avec une diffusion turbulente ne dépendant pas de la latitude.

Ce travail a ensuite été utilisé pour dériver une paramétrisation plus physique de ces ondes transitoires pour le modèle climatique latitude-altitude.

### 5.3.3 Paramétrisation en longueur de mélange du transport latitudinal des espèces traces

Pour paramétriser le transport latitudinal de traceurs par les ondes, on utilise une approche en longueur de mélange, pour laquelle le flux latitudinal de traceur s'écrit

$$[\rho v^* q^*] = -\rho \frac{K}{a} \frac{\partial q}{\partial \phi} \quad (5.5)$$

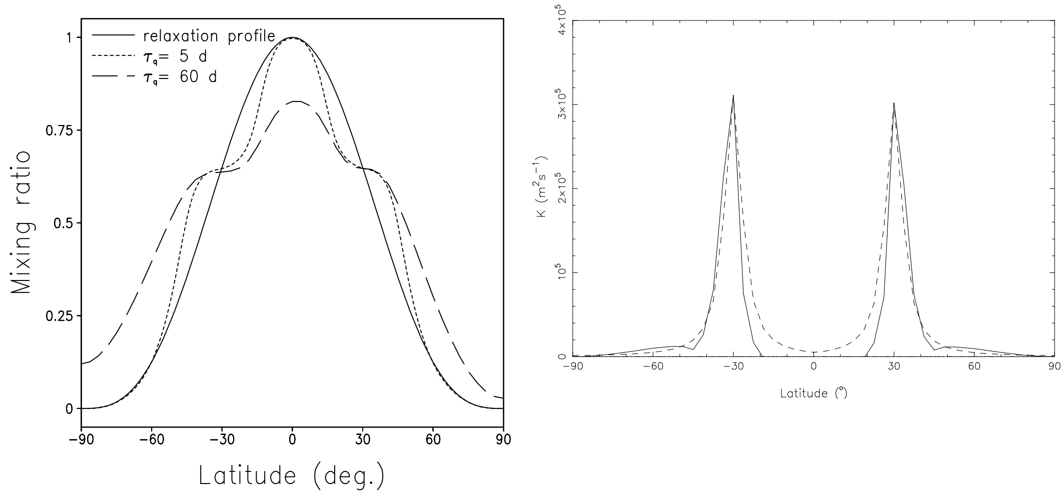


FIG. 5.17 – A gauche : Transport de traceurs idéalisés par les ondes planétaires dans le modèle des équations de Saint-Venant en présence d'instabilité barotrope. Le traceur est rappelé vers le profil en trait plein avec une constante de temps de 5 ou 60 jours de Titan. Les profils pointillés et tiretés montrent les profils de traceurs en état de régime. A droite : coefficient de mélange déduit des calculs avec traceurs idéalisés et forme analytique retenue pour la paramétrisation du transport latitudinal par les ondes.

où $K(\phi, t) = l|v^*|$ est le coefficient de diffusion, $l$ est la longueur de l'excursion latitudinale typique des particules d'air et $|v^*|$ est l'amplitude des fluctuations de $v$.

Les simulations en eau peu profonde sont utilisées directement pour estimer le coefficient de diffusion à partir du rapport entre le flux latitudinal et le gradient de traceur. Un exemple d'un tel calcul est montré sur la Fig. 5.17 pour un traceur relaxé vers un profil sinusoïdal. Comme pour les traceurs émis dans des bandes de latitudes, on retrouve que le mélange est maximum dans la région de l'instabilité (à gauche) ce qui se traduit par un coefficient de diffusion maximum dans cette région (courbe pleine, à droite). Des tests ont montré que la forme de ce coefficient était peu sensible au choix du profil de relaxation pour le traceur.

Pour la paramétrisation, on choisit de représenter ce pic par une fonction de Cauchy

$$\mathcal{K}(\phi) \equiv A \frac{(\Gamma/2)^2}{(\phi - \phi_0)^2 + (\Gamma/2)^2} \tag{5.6}$$

où $A$ est l'amplitude, $\Gamma$ la largeur à mi-hauteur et $\phi_0$ la position en latitude du centre du pic. On montre un exemple d'ajustement d'une telle fonction sur le graphique de droite de la Fig. 5.17. L'amplitude maximum $\tilde{K}_{\max} \simeq 3 \times 10^5$ m$^2$s$^{-1}$ est cohérente avec l'estimation de $l|v^*|$ pour $l = a(\delta\phi/2)$ avec $\delta\phi \simeq 30°$ et $|v^*| \simeq 0.5$ m s$^{-1}$ dans la région de mélange.

Le dernier pas consiste à relier les paramètres $A$, $\Gamma$ et $\phi_0$ à l'écoulement moyen (fermeture). Pour l'amplitude, ceci peut être fait au moyen d'un paramètre mesurant le degré de l'instabilité. Des tests systématiques, effectués avec différentes constantes de relaxation pour le champ de vent – permettant d'obtenir des instabilités plus ou moins fortes – ont montré que l'intégrale du gradient de vorticité potentielle dans sa partie négative

$$\begin{aligned} S_B &= \int_{\phi_1}^{\phi_2} \frac{\partial\,[\,Z\,]}{\partial\phi} d\phi & (5.7) \\ &= [\,Z\,]\,(\phi_2) - [\,Z\,]\,(\phi_1). & (5.8) \end{aligned}$$

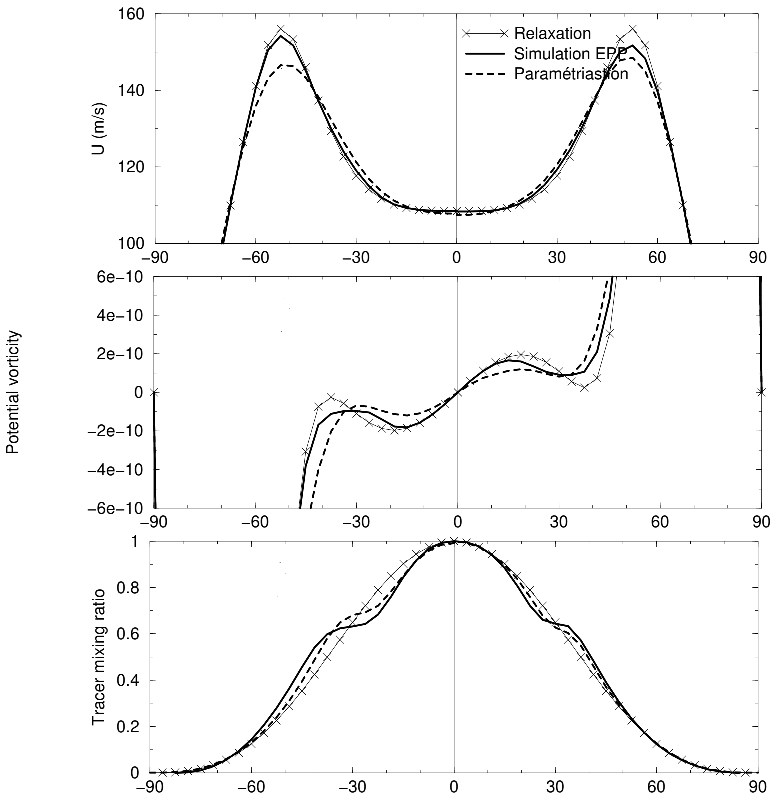


FIG. 5.18 – Test des paramétrisations du transport latitudinal par les ondes par comparaison aux résultats des simulations en eau peu profonde. On montre pour le vent zonal (en haut), la vorticité potentielle (au milieu) et un traceur (en bas), le profil de rappel, le profil obtenu avec le modèle en eau peu profonde et le profil obtenu comme équilibre entre le terme de relaxation et le terme de transport latitudinal paramétrisé.

(avec $\partial[Z]/\partial\phi < 0$ entre $\phi_1$ et $\phi_2$) est très bien corrélée avec le coefficient $A$. La relation entre intensité de l'instabilité $S_B$ et $A$ est ajustée à partir des simulations en eau peu profonde. La formule

$$\log_{10} A = a - 10^{11} b S_B \tag{5.9}$$

avec $a = 1.781$ et $b = 0.5928$ est adoptée dans les simulations qui suivent. Pour la largeur et le centre des pics, on retient $\Gamma \simeq (\phi_2 - \phi_1)/2$ et $\phi_0 \simeq \phi_2$.

### 5.3.4 Paramétrisation du transport latitudinal du moment cinétique

Le transport latitudinal de moment cinétique par les ondes s'effectuant essentiellement en remontant le gradient dans la région d'instabilité, il n'est pas possible de le représenter comme une paramétrisation en diffusion du moment cinétique. En revanche, ce transport aboutit à un mélange de vorticité qui tend à ramener le profil moyen à la neutralité vis-à-vis de l'instabilité barotrope (voir aussi Allison et al., 1994; Del Genio et al., 1993). A partir de ces remarques, on choisit une paramétrisation du transport de moment cinétique basée sur une approximation du mélange de la vorticité. Si on l'applique à la vorticité relative (le résultat est le même pour la vorticité absolue)

$$\eta = -\frac{1}{a\cos\phi}\frac{\partial}{\partial\phi}(\cos\phi\, u) \tag{5.10}$$

une approche en longueur de mélange aboutit à

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} = \frac{1}{a^2\cos\phi}\frac{\partial}{\partial\phi}\left(\cos\phi\, K\,\frac{\partial\eta}{\partial\phi}\right) \tag{5.11}$$

où $\partial/\partial t$ est l'accélération due aux ondes.

On peut obtenir l'Eq. 5.11 en prenant, pour décrire l'effet des ondes sur le vent zonal, l'opérateur

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -K/a\frac{\partial \eta}{\partial \phi}, \tag{5.12}$$

(ce qu'on voit facilement en prenant la dérivée temporelle de l'Eq. 5.10). Une idée séduisante serait d'appliquer cette formulation directement, en utilisant un coefficient de mélange $K$ variant avec la latitude et l'altitude en fonction du degré d'instabilité de l'écoulement moyen. En dépit d'efforts importants pour aboutir à une paramétrisation de ce type, nous avons dû opter pour une solution moins élégante mais plus robuste, utilisant une restriction au modèle axi-symétrique de l'opérateur en Laplacien itéré utilisé classiquement dans le modèle de circulation tridimensionnel pour paramétriser l'interaction entre échelles explicites et échelles horizontales non résolues :

$$\left(\frac{\partial \mathbf{v}_H}{\partial t}\right)_{\text{diss}} = (-1)^{n_{\text{diss}}+1}\frac{1}{\tau_{\text{diss}}}(\delta y)^{2n_{\text{diss}}}\Delta^{n_{\text{diss}}}\mathbf{v}_H, \tag{5.13}$$

Dans le cas d'une itération simple ($n_{\text{diss}} = 1$), l'Eq. 5.12 avec $K = \delta y^2/\tau_{\text{diss}}$ et l'Eq. 5.13 sont équivalentes pour la vorticité relative. Pour la vorticité absolue – fondamentalement la quantité qu'on veut mélanger pour obtenir un profil uniforme de vorticité absolue – l'équivalence est seulement approchée, à un terme de l'ordre de $\Omega K/a$ près. Dans la paramétrisation retenue finalement pour les simulations bidimensionnelles, et après une phase de tâtonnement, on retient $n_{diss} = 2$.

La paramétrisation ne dépend plus alors que de la constante de temps $\tau_{\text{diss}}^{\text{dyn}}$ qu'on relie au degré d'instabilité de l'écoulement dans la couche du modèle considéré (cette constante ne dépend plus ici que de l'altitude) avec une formule de la forme

$$\log_{10}\tau_{\text{diss}}^{\text{dyn}} = c + 10^{11} d S_B^{\text{dyn}}. \tag{5.14}$$

Du fait du moindre degré de réalisme de la forme retenue pour la paramétrisation, l'ajustement des paramètres $c$ et $d$ conduit à des valeurs qui dépendent des conditions dans lesquelles sont réalisées les simulations en eau peu profonde (se reporter à Luz et al., 2003b, pour plus de détails). Pour les simulations bidimensionnelles latitude-altitude présentées plus loin, on retient $c = 13.59$ et $d = 1.562$.

Sur la Fig. 5.18, on présente un test numérique des nouvelles paramétrisations. On effectue la validation pour un modèle unidimensionnel, en latitude, version axi-symétrique du modèle global en eau peu profonde. [2] Dans ce modèle, l'ensemble des équations se résume aux termes de relaxation (sur le vent ou les traceurs) et aux termes de transport par les ondes représentés par les paramétrisations. La Fig. 5.18 montre, pour le vent zonal (en haut), la vorticité potentielle (au milieu) et la concentration d'un traceur sinusoïdal (en bas) les profils de relaxation (croix), les résultats du modèle en eau peu profonde en état de régime (courbes pleines) et les résultats du modèle unidimensionnel avec paramétrisation (pointillés). On remarque d'abord, pour les simulations en eau peu profonde, la dissymétrie entre les deux hémisphère, le jet nord étant nettement plus affecté par le transport que son homologue austral. La paramétrisation prédit relativement bien la réduction de l'instabilité dans l'hémisphère nord mais la surestime dans l'hémisphère sud. La diffusion du champ de traceur dans la région d'instabilité est relativement bien représentée dans les deux hémisphère. A noter qu'on teste

[2] Cette comparaison entre simulations en eau peu profonde et modélisation unidimensionnelle en latitude est l'équivalent des validations des paramétrisations de la couche limite par rapports à des simulations des grands tourbillons présentées dans la Section 3.5.

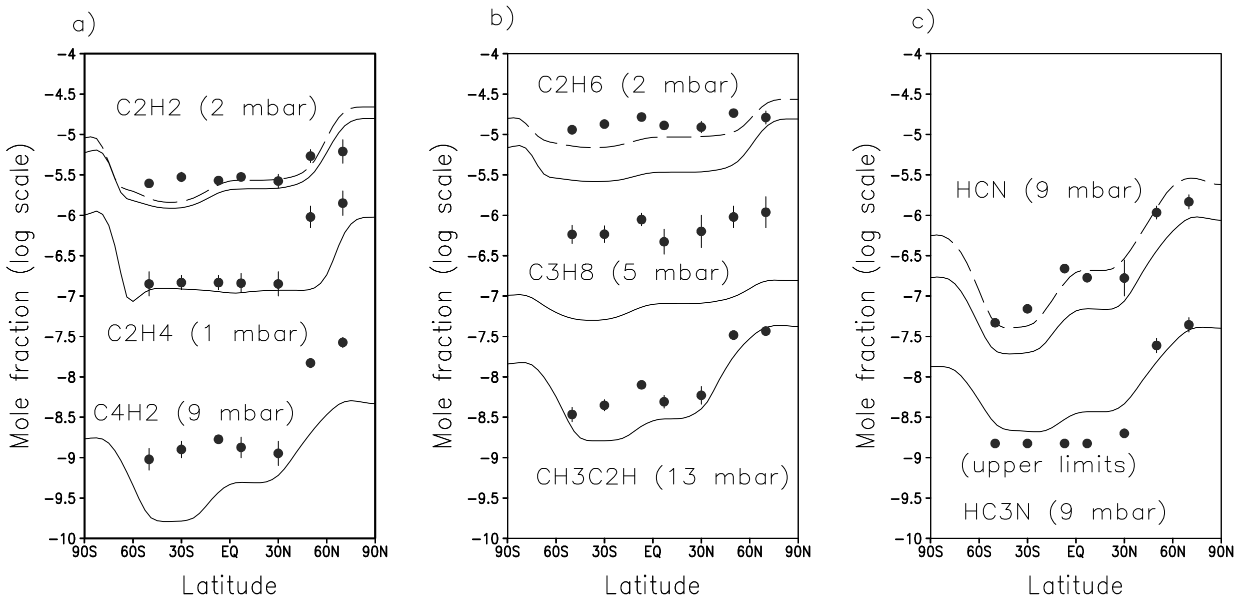


FIG. 5.19 – Comparaison des profils latitudinaux de composition observés par Voyager avec ceux obtenus avec le modèle couplé dynamique/microphysique/chimie. On montre des résultats obtenus à la fois avec la chimie complète (courbes pleines) et avec une chimie linéarisée (tiretés). Les rond noirs correspondent aux observations Voyager analysées par Coustenis et Bézard (1995). Les niveaux de pression retenus pour extraire les concentrations simulées correspondent pour chaque composé au maximum de la fonction poids de l'observation à l'équateur. Les observations pour $HC_3N$ dans les latitudes basses correspondent à une borne supérieure.

plus que l'ajustement des coefficients de mélange présenté plus haut puisque ces coefficients sont calculés ici en fonction de l'instabilité déduite de l'équilibre entre relaxation du champ de vent et mélange latitudinal paramétrisé.

### 5.3.5 Modélisation de la brume

Le modèle microphysique de la brume (Cabane et al., 1992) a été introduit dans le modèle de climat en se basant sur une discrétisation de la distribution en taille des particules. On utilise 10 classes de rayons (contre 45 dans le modèle unidimensionnel d'origine). La plus petite taille correspond aux macro-molécules fraîchement créées par polymérisation avec un rayon $r_1 = 1.64 \times 10^{-9}$ m. La production de ces particules est pour l'instant imposée comme une fonction de l'altitude uniquement. Dans les simulations présentées ci-dessous, cette production a lieu dans une couche épaisse de 40 km, vers 450 km d'altitude. Les rayons pour les autres classes sont donnés par $r_{n+1} = 16^{1/3} r_n$. Le rayon des monomères est $r_m = 66$ nm et le rapport entre les volumes des particules dans deux classes adjacentes est de 16. Les particules plus grosses que $r_m$ sont représentées comme des agrégats fractals de dimension 2. Le code radiatif a été modifié pour tenir compte de cette nouvelle description des aérosols (traités comme des particules sphériques dans le code original de McKay et al., 1989) et de leur variation latitudinale (se reporter à Rannou et al., 2004, pour les détails).

### 5.3.6 Modélisation de la chimie

La composition chimique est calculée en utilisant un code chimique très proche de celui décrit par Lebonnois et al. (2001), à ceci près qu'il est cette fois-ci intégré directement au modèle de circulation. La composition chimique prédite par le modèle est qualitativement comparable à celle obtenue par Lebonnois et al. (2001) et est globalement en bon accord avec les observations, comme on peut le voir sur la Fig. 5.19. Les contrastes latitudinaux entre 30N et 60N sont mieux représentés que dans l'étude précédente. Comme dans l'étude de Lebonnois et al. (2001) également, les niveaux moyens des concentrations sont en général moins bien prédits que les variations latitudinales.

On utilise également dans le modèle couplé une chimie linéarisée. Dans ce cas, la production et la perte chimique sont calculées au moyen d'un terme de rappel vers un profil de référence avec une constante de temps imposée, les deux étant issues de calculs préalables effectués avec la version unidimensionnelle du modèle de chimie. L'avantage de cette chimie linéarisée est double : 1) on évite la lourdeur du code chimique complet – avec 44 espèces et 250 réactions – et 2) on peut ajuster le profil de rappel de façon à avoir un meilleur accord avec l'observation pour les concentrations stratosphériques. Ceci est important quand on veut inclure l'effet radiatif des variations latitudinales de la composition dans le modèle dynamique. La chimie linéarisée n'est utilisée que pour les espèces radiativement actives, à savoir $C_2H_6$, $C_2H_2$ et HCN. Pour ces trois espèces, les résultats "ajustés" sont comparés sur la Fig. 5.19 aux résultats de la chimie complète ainsi qu'aux observations Voyager.

Quand on utilise la chimie complète, une condition à la limite supérieure doit être imposée pour toutes les espèces. On a déjà dit plus haut que la chimie qui a lieu au-delà du toit du modèle de circulation a un rôle crucial pour la plupart des espèces, produites dans la mésosphère ou dans la haute stratosphère et advectées ensuite vers la stratosphère moyenne. Pour les simulations présentées ici, c'est un flux du constituant qui est prédit au sommet du modèle. Les flux pour les différentes espèces sont calculés en utilisant le modèle unidimensionnel en conditions équatoriales (voir Lebonnois et al., 2002, 2003a). Faute d'information suffisante ou de modélisation appropriée, ce flux est pour le moment constant et ne dépend ni de la latitude ni de la saison. Une seconde option consistant à fixer la concentration dans la couche supérieure du modèle a été testée. Elle donne des résultats comparables à ceux présentés ci-dessous.

Pour la chimie linéarisée, la condition au sommet est traitée différemment : la concentration est contrainte à rester proche du profil de rappel en imposant dans les trois couches les plus hautes du modèle des constantes de temps arbitrairement courtes (1 jour de Titan dans la plus haute, 10 dans la suivante et 100 jours dans la troisième). Dans tous les cas, et comme on le verra par la suite, cette condition à la limite supérieure conditionne la valeur moyenne de la concentration dans la stratosphère sans modifier la distribution relative dans le plan méridien. C'est cette concentration à la limite supérieure qui est utilisée pour ajuster les concentrations du modèle avec chimie linéarisée.

La condensation des espèces chimiques est calculée en retirant de l'atmosphère tout excédant par rapport à la concentration à saturation. Cette concentration à saturation est calculée une fois pour toute, en début de simulation, en se basant sur un profil de référence de l'atmosphère (Lellouch et al., 1989). Cette approche permet d'éviter des erreurs potentielles consécutives à des erreurs sur la température simulée et de simplifier l'analyse des couplages entre dynamique et composition.

### 5.3.7 Grille et spécifications diverses

Dans les simulations présentées ci-dessous, la discrétisation est basée sur 48 bandes de latitudes d'égale largeur réparties entre les deux pôles et 55 niveaux sur la verticale, dont les 3 derniers servent de couche absorbante pour réduire la possible réflexion des ondes au sommet du modèle. Le niveau 52 se situe approximativement à 480 km. La résolution verticale est d'environ 3 km dans la troposphère, 5 km à la tropopause et 10-15 km dans la stratosphère, ce qui correspond à la moitié ou au tiers de la hauteur d'échelle. Les équations primitives sont intégrées avec un pas de temps de 3 minutes et le transfert radiatif est calculé 10 fois par jour. Des informations complémentaires sont données par Luz et al. (2003b) et Rannou et al. (2004).

Toutes les simulations présentées ici ont été démarrées à partir d'états initiaux hérités de simulations précédentes. Le modèle est à chaque fois intégré pendant plusieurs années (de Titan soit plusieurs siècles) jusqu'à ce que les résultats soient reproductibles d'une année sur l'autre. Il se trouve en fait que les constantes de temps mises en jeu dans la stratosphère sont beaucoup plus courtes que ce que peuvent laisser penser les constantes de temps chimiques par exemple. Les résultats montrés dans la partie sur l'enrichissement polaire correspondent par exemple à l'année 6 de la simulation, ce qui s'avère amplement suffisant.

## 5.4 Couplages entre dynamique et composition

Les premiers résultats obtenus avec le modèle couplé dynamique/microphysique des brumes ont permis à la fois d'expliquer l'existence des deux couches de brumes observées par Voyager (brume principale et brume détachée) et de mettre en évidence une accumulation de brume dans les hautes latitudes, conduisant à une intensification importante de la dynamique atmosphérique.

### 5.4.1 Origine de la brume détachée

Les aérosols sont produits dans le modèle à 450 km d'altitude, dans une zone d'une quarantaine de km d'épaisseur. Les petits aérosols, formés par polymérisation des espèces chimiques, sont soufflés vers le pôle d'hiver – entraînés dans la branche haute d'une cellule de Hadley globale – avant de pouvoir sédimenter. A ce niveau, le vent méridien est typiquement de 2 m s$^{-1}$. Le temps nécessaire pour se déplacer d'un rayon de Titan $a$, soit $a/v \simeq 10^6$ s, est 3 fois plus court que le temps qu'il faut aux particules pour chuter d'une hauteur d'échelle ($H/w \simeq 3 \times 10^6$ s pour une vitesse de sédimentation n'excédant pas 10 mm s$^{-1}$). Ces échelles de temps sont à comparer également aux temps caractéristiques associés à la croissance des aérosols : typiquement $10^6$ s pour atteindre la taille d'un monomère (Rannou et al., 1993). Les particules, entraînées vers le pôle le long de trajectoires relativement horizontales, sédimentent et coagulent dans les régions polaires pour être redistribués plus bas sur l'ensemble de la planète, notamment après le renversement de la cellule méridienne. Au moment de cette bascule, la couche détachée disparaît momentanément pour se reconstruire ensuite avec une subsidence sur l'autre pôle. Entre la zone de formation et cette zone inférieure mieux mélangée, le modèle prédit une concentration moindre des aérosols (Fig. 5.20**D**). Ceci vient donner pour la première fois l'explication de l'organisation de la brume en deux couches (couche principale et couche détachée). Cette structure en deux couches, mise en évidence une première fois par les missions Voyager (Fig. 5.20**A**) a été confirmée lors des premiers survols par Cassini (Fig. 5.20**B/C**). L'accumulation d'aérosols dans la nuit polaire stratosphérique explique également l'assombrissement de la couche de brume dans cette région ainsi que le contraste hémisphérique, tous deux visibles sur les photos Voyager ou Cassini. Le modèle permet également de bien reproduire les variations latitudinales de l'albédo de Titan au moment du passage de Voyager (Fig. 5.21).

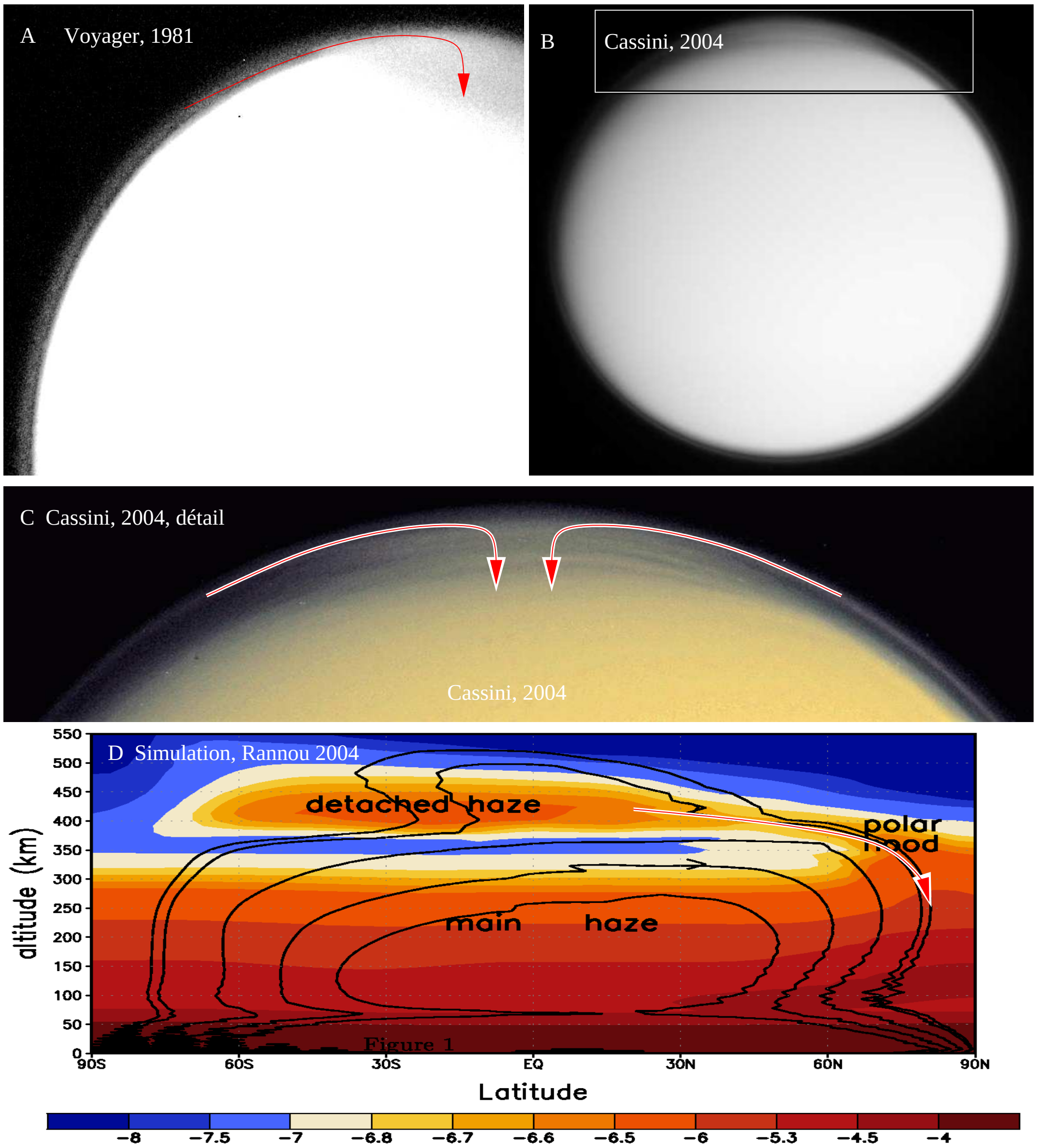


FIG. 5.20 – La couche détachée de brume.

**A :** Photo Voyager de la calotte nord montrant la brume détachée et l'accumulation de brume au pôle nord.

**B et C :** Vue globale et détail d'une photo prise par Cassini le 24 octobre 2004 avec un filtre dans l'UV proche à une distance d'un million de kilomètres. Le Soleil illumine principalement l'hémisphère sud à cette époque de l'année. On devine le terminateur jour-nuit dans la partie haut de l'image. La brume au pôle nord est illuminée par le Soleil parce qu'elle est suffisamment haute mais la surface de la planète est dans la nuit à cet endroit (Source : NASA/JPL/Space Science Institute).

**D :** Distribution de l'extinction de la brume dans le plan méridien. La coupe montre l'extinction normalisée ($\beta \times \omega \times P(25^o)$) de la brume en fonction de la latitude et de la pression pour une longitude solaire $L_s = 353^o$ (un peu moins d'une saison avant l'observation effective par Voyager). $\beta$ est l'extinction de la brume, $\omega$ l'albédo de diffusion simple moyen et $P(25^o)$ la fonction de phase moyenne calculée pour un angle de $25^o$. Les niveaux de gris correspondent au log de l'extinction normalisée. Cette quantité montre physiquement l'efficacité de diffusion pour chaque couche d'atmosphère avec un angle de phase $\phi = 155^o$. La brume détachée apparaît comme une couche secondaire à 400 km, surplombant la couche principale (en dessous de 300 km). La brume s'accumule de façon préférentielle au pôle d'hiver et le maximum perdure encore en été (bien que très affaibli). La fonction de courant de la circulation méridienne moyenne dans la saison qui précède ($L_s = 274 - 353^o$) est superposée sur la brume.

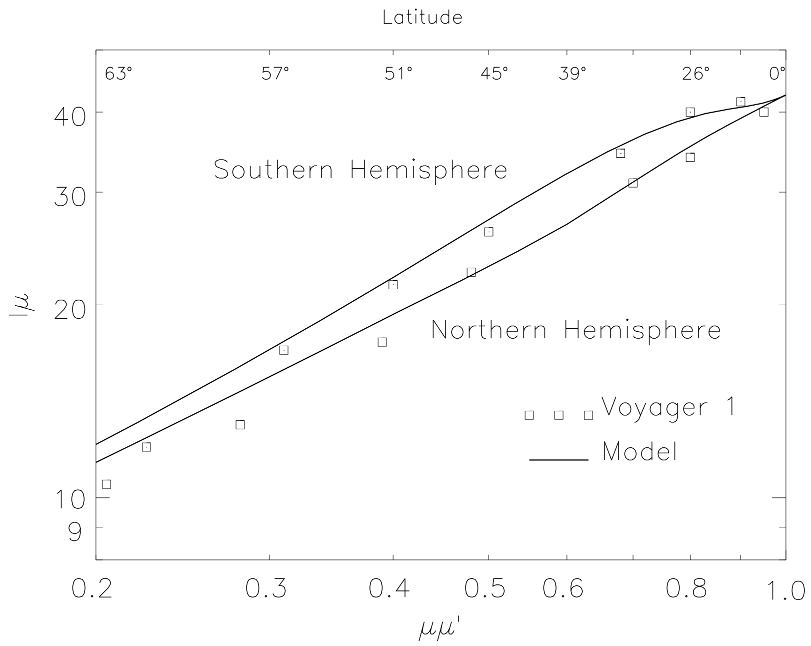


FIG. 5.21 – Intensité réfléchie du rayonnement solaire sur Titan dans le vert (0,52–0,60 $\mu$m) observée le long d'un méridien proche à la fois du point sub-solaire et de l'aplomb du satellite et simulée à 0.55 $\mu$m. Les carrés avec et sans points correspondent aux données pour les hémisphères sud et nord (Sromovsky et al., 1981). Plutôt que l'intensité ($I$), on trace le produit $\mu I$ en fonction de $\mu\mu'$, où $\mu$ est le cosinus de l'angle zénithal d'observation et $\mu'$ est le cosinus de l'angle zénithal du Soleil. L'axe des abcisses du haut montre les latitudes associées aux différentes valeurs de $\mu\mu'$. Dans ce système de coordonnées, un albédo suivant une loi de Minnaert $I(\mu)\mu = I_0(\mu\mu')^k$ apparaît comme une droite. L'exposant caractérise l'assombrissement centre ($\mu = 1$) bord ($\mu = 0$) du disque.
Une diffusion lambertienne ($I(\mu) = I_0\mu$) correspond à $k = 1$ et un disque sans effet centre-bord (genre Soleil ou Lune, $I(\mu) = I_0$) à $k = 1/2$. Pour le visible (ou seuls les aérosols contribuent), Titan a un $k$ de l'ordre de 0.6-1.0. Dans les bandes du méthane (quand le méthane domine vraiment) on est proche de $k = 1/2$ (pas d'effet centre bord). Mais dans l'infrarouge (quand on voit la surface) et dans les bandes du méthane (ou l'effet de l'absorption peut aussi dépendre de l'angle d'incidence) ces lois ne suffisent plus... on a un comportement plus compliqué (Rannou, communication personnelle).
Les observations montrent un hémisphère sud 25% plus réfléchissant que le nord. Le modèle reproduit bien ce contraste nord-sud à l'époque de Voyager ($L_s = 9^o$) avec une bonne représentation de l'assombrissement aux limbes.

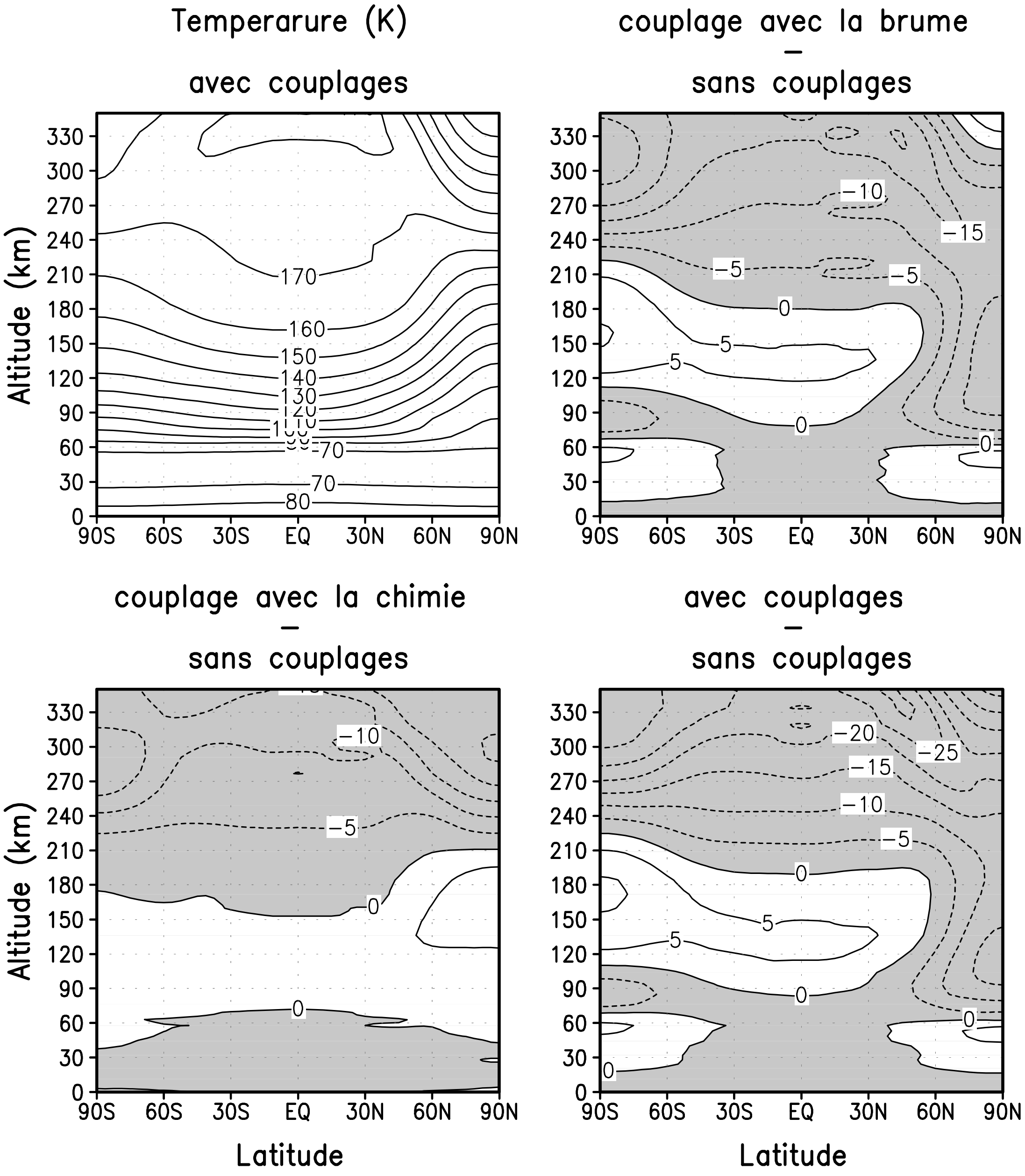


FIG. 5.22 – Températures à l'équinoxe de printemps nord (saison des observations Voyager) obtenues avec la version couplée du modèle et impact du couplage avec les brumes, avec la chimie et avec les deux par rapport à une version découplée.

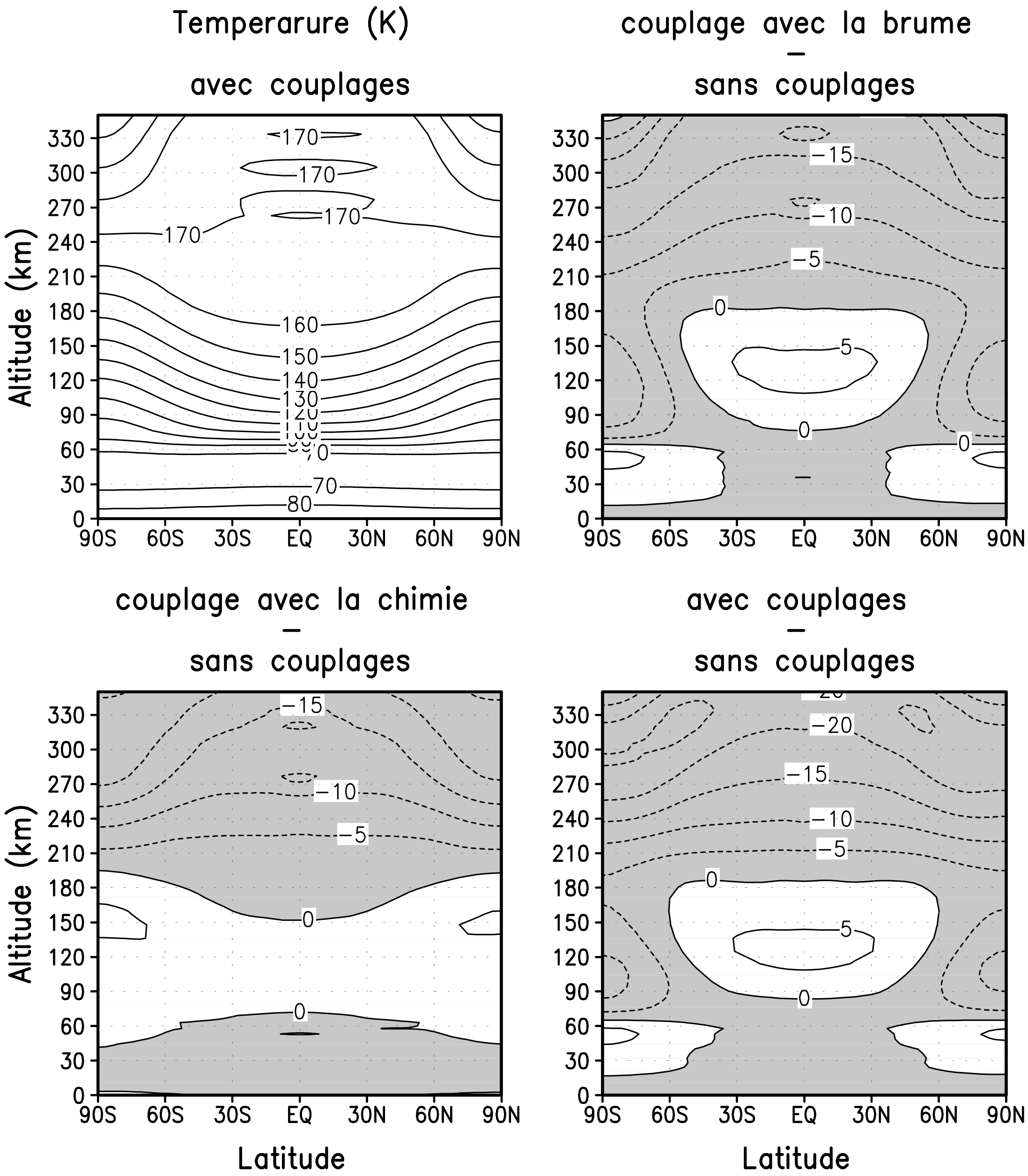


FIG. 5.23 – Moyenne annuelle de la température obtenue avec la version couplée du modèle et impact du couplage avec les brumes, avec la chimie et avec les deux par rapport à une version découplée.

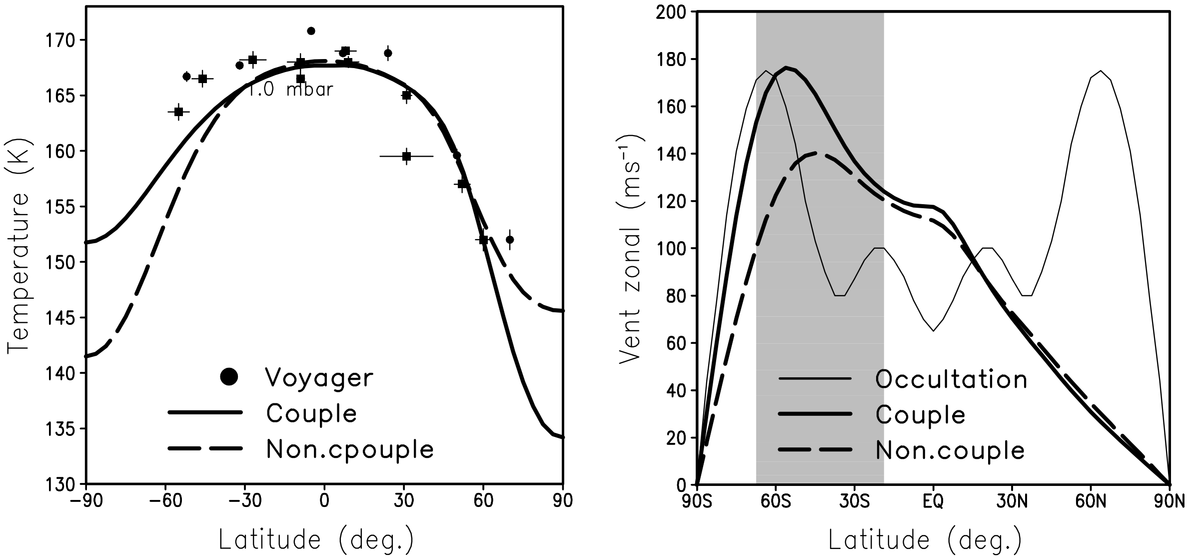


FIG. 5.24 – Température stratosphérique (à 1 hPa) et vent zonal (à 0.25 hPa) observés et simulés avec et sans couplage avec la chimie et les brumes. Les températures sont observées au passage de Voyager peu après l'équinoxe de printemps nord ($L_s$=9$^o$, Flasar et al., 1981) et les vents, par occultation stellaire, après le solstice d'été nord ($L_s$=128$^o$, Hubbard, 1993). Pour le vent observé, la forme symmétrique est imposée par le mode de reconstruction ainsi que les oscillations, et l'observation n'est en fait sensible qu'à la zone grisée.

### 5.4.2 Rétroaction de la composition sur la dynamique

L'accumulation des brumes dans les régions polaires a un impact radiatif très important (Rannou et al., 2004). Les brumes affectent le transfert radiatif à la fois dans le spectre solaire et dans l'infrarouge thermique. Pour le spectre solaire, les brumes peuvent à la fois réchauffer l'atmosphère par absorption du rayonnement solaire ou la refroidir plus bas par écrantement du même rayonnement solaire. Dans l'infrarouge thermique, la stratosphère se refroidit d'abord par rayonnement vers l'espace et une augmentation de l'opactié aura tendance à refroidir davantage l'atmosphère tant qu'elle est relativement transparente et au contraire à la réchauffer plus bas, quand les profondeurs optiques dépassent l'unité. L'effet d'accumulation des brumes dans les régions polaires étant maximum en hiver, ce sont de loin les effets infrarouge qui dominent. Au-dessus de 60 km, cette accumulation se traduit par un très fort refroidissement des régions polaires dans l'hémisphère d'hiver (graphique **a** de la Fig. 5.22). L'accumulation des espèces chimiques dans le vortex polaire à un effet équivalent mais plus haut dans l'atmosphère (Lebonnois et al., 2003b). En dessous de 200 km, c'est l'effet de diminution du refroidissement vers l'espace à cause de l'extinction accrue qui domine.

Même en moyenne sur l'année (Fig. 5.23), le renforcement des contrastes pôle-équateur est très marqué. A nouveau, c'est l'effet de la brume qui est le plus important dans la moyenne stratosphère. Cas de figure assez exceptionnel, le forçage radiatif correspondant aux variations en latitude de la brume est finalement du même ordre de grandeur que le forçage lié aux variations latitudinales et saisonnières de l'ensoleillement (Rannou et al., 2004). La prise en compte de ce couplage, en renforçant les gradients pôle-équateur de température, renforce également le jet des moyennes latitudes conduisant à un bien meilleur accord avec les observations aussi bien pour les températures observées par Voyager (Flasar et al., 1981) que pour les vents reconstitués à partir de l'occultation stellaire (Hubbard, 1993), comme on le voit sur la Fig. 5.24. On montre plus loin que le renforcement de la circulation méridienne associé à ce renforcement du forçage thermique de la circulation contribue aussi à améliorer la représentation des variations latitudinales des espèces chimiques.

### 5.4.3 L'asymétrie Nord/Sud

On remarque aussi que la simulation couplée prédit une asymétrie nord/sud des températures similaire à l'obsevation par Voyager juste après l'équinoxe de printemps nord (graphique de gauche de la Fig. 5.24). L'observation de cette asymétrie avait été en son temps jugée surprenante puisque les calculs radiatifs prédisent dans la stratosphère moyenne des constantes de temps beaucoup plus courtes que la saison. Une première explication a été avancée : la nécessaire redistribution en latitude de moment cinétique au moment du changement de saison introduirait une inertie dynamique capable d'expliquer l'assymétrie observée (Flasar et Conrath, 1990). Une telle inertie n'est observée ni dans le modèle tridimensionnel ni dans le modèle bidimensionnel en l'absence de couplage avec la composition. A partir de calculs radiatifs prenant en compte les variations observées de la composition au moment de Voyager, il a été ensuite suggéré que l'asymétrie puisse provenir d'un refroidissement radiatif supérieur dans l'hémisphère nord, qui sortait de l'hiver et était encore chargé en brumes et en composés chimiques Bézard et al. (1995). Les résultats du modèle couplé plaident clairement en faveur de la seconde hypothèse. Au moins, le couplage avec la composition peut clairement à lui seul introduire une inertie dans le système climatique plus longue que les constantes de temps radiatives. Il faut cependant noter que le modèle actuel continue à prédire des températures un peu plus basses que l'observation dans l'hémisphère d'été. Des effets additionels, dynamiques, radiatifs ou autres ne sont donc pas complètement à exclure.

## 5.5 Une composition chimique contrôlée par les vents et la condensation

Comme on l'a dit plus haut, quasiment tous les composés chimiques observés par Voyager montrent, peu après l'équinoxe de printemps nord, un enrichissement très fort dans les latitudes polaires nord. Si on définit cet enrichissement comme le rapport entre la concentration moyenne à 50-70N et celle à 0-30N, cet enrichissement varie entre 1.4 et 20 suivant les espèces.

Dans un article de revue dans lequel il considérait la composition d'un point de vue météorologique, Flasar (1998) avait envisagé déjà que la subsidence, dans la stratosphère, d'espèces créées plus haut puisse expliquer cet enrichissement. Avec un vent méridien estimé à 4 m $s^{-1}$ et une constante de temps dynamique de 4 années terrestre, il avait estimé que cet effet de transport pouvait éventuellement expliquer un enrichissement d'un facteur 2 pour HCN. Il concluait que des facteurs additionnels, comme des circulations plus localisées, étaient nécessaires pour expliquer les fortes valeurs observées pour cet enrichissement. Il discutait aussi à l'époque le fait que le vortex polaire devienne dynamiquement et chimiquement isolé du reste de l'atmosphère. Dans une comparaison relativement spéculative au trou d'ozone terrestre, il suggérait que cette isolation prenne fin avec le développement d'ondes planétaires, mélangeant constituants, chaleur et vorticité au travers de la frontière du vortex.

Comme on l'a déjà dit, le couplage du modèle photochimique de Toublanc et al. (1995) avec un code bidimensionnel de transport (basé sur une description de la circulation méridienne issue des résultats du modèle dynamique tridimensionnel de Hourdin et al., 1995a) a permis d'attribuer clairement cet enrichissement polaire observé au moment de Voyager à la subsidence, pendant l'hiver

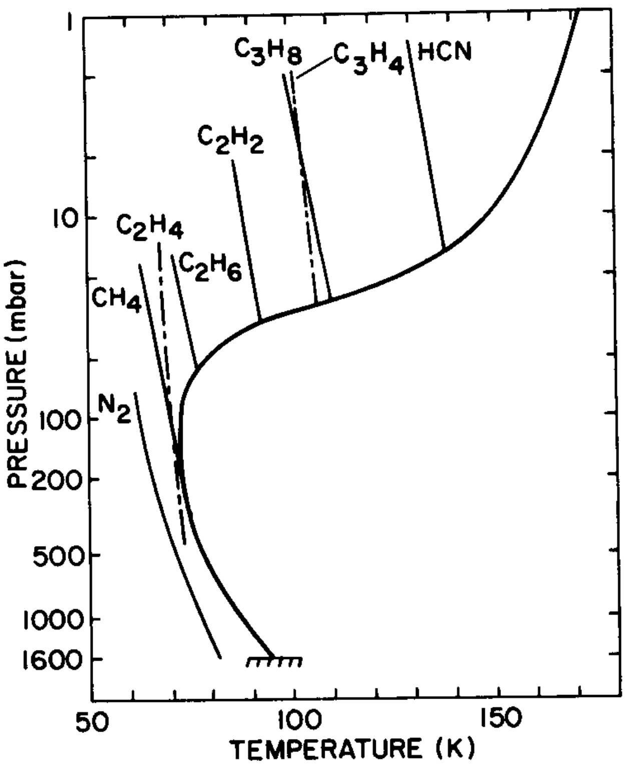


FIG. 5.25 – Courbe de vapeur saturante pour les différents constituants observés dans la stratosphère de Titan (Samuelson et al., 1981). Les courbes sont calculées en supposant un rapport de mélange constant correspondant aux observations Voyager. L'intersection avec le profil de température (courbe épaisse) donne l'altitude de condensation pour l'espèce considérée.

précédant l'observation, dans la branche polaire d'une grande cellule de Hadley trans-hémisphérique (Lebonnois et al., 2001). Sans facteur additionnel, le modèle expliquait même les très fortes valeurs de l'enrichissement observées par exemple pour HCN (Fig. 5.13).

Les variations latitudinales des concentrations obtenues avec le modèle couplé bidimensionnel (Fig. 5.19) sont encore plus proches de l'observation que celles (Fig. 5.13) obtenues dans la première étude de Lebonnois et al. (2001). Comme on le montre plus bas, cette meilleure représentation provient à la fois de la plus forte circulation méridienne, due en grande partie au couplage avec la brume, et de la paramétrisation interactive du mélange latitudinal par les ondes, qui, comme on l'a montré plus haut, prédit un mélange fort sur le flanc du jet mais une isolation du vortex polaire.

Si les contrastes sont essentiellement créés par le transport atmosphérique, reste à comprendre pourquoi certaines espèces montrent des enrichissements plus fort que d'autres. Lebonnois et al. (2001) avaient suggéré que des différences dans la chimie puissent être à l'origine des différences d'enrichissement. Une espèce avec un contraste plus marqué entre les sources en haut et les puits en bas pourrait effectivement avoir un gradient vertical plus marqué et, en conséquence, un enrichissement plus important dans les régions de subsidence.

En fait, on montre ci-dessous que, pour la plupart des espèces, la chimie ne joue qu'un rôle secondaire. Les variations latitudinales observées sont le fait de la combinaison du transport atmosphérique avec la condensation. Avec les concentrations observées par Voyager, la plupart des espèces chimiques condensent en effet à l'approche de la tropopause, entre 100 et 10 hPa (Fig. 5.25).

On montre ci-dessous qu'on peut retrouver les contrastes latitudinaux observés (ou simulés avec la chimie complète) en utilisant des traceurs idéalisés qu'on enlève complètement en dessous d'un niveau de pression pour singer l'effet de la condensation. On montre par la même occasion que le

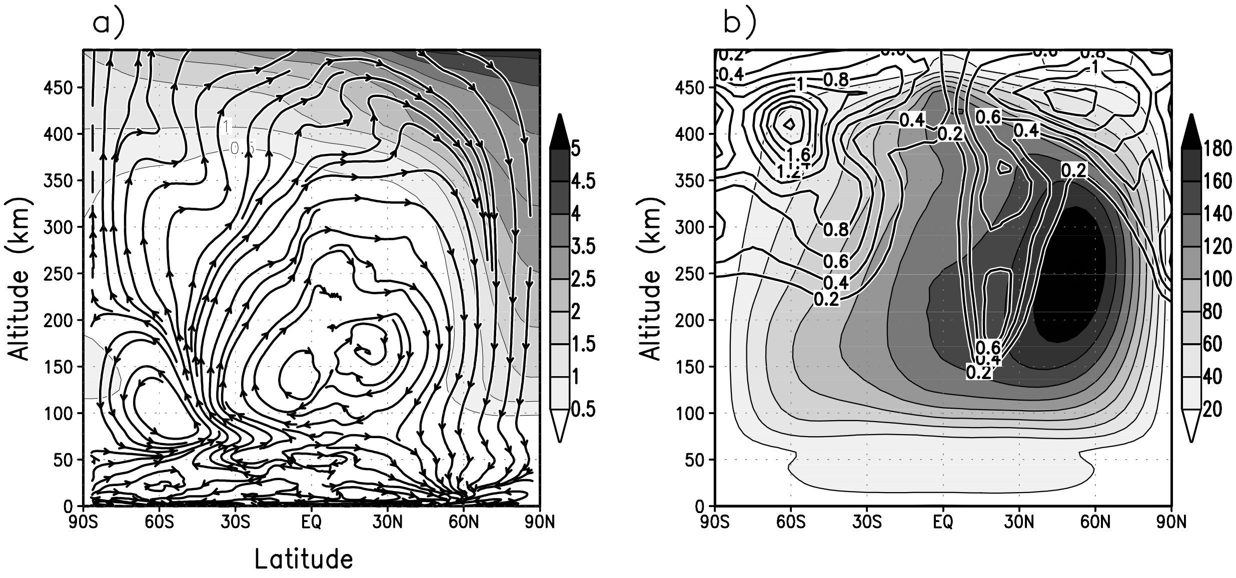


FIG. 5.26 – Transport méridien de HCN pendant l'hiver. **a :** coupe méridienne de la concentration de HCN (ppmv, niveaux de gris) avec les lignes de courant de la circulation méridienne (flèches noires). **b :** vent zonal (m $s^{-1}$, grisés) et coefficient de diffusion latéral (contours, $10^{-6}$ $m^2$ $s^{-1}$) paramétré en fonction de l'instabilité barotrope pour représenter le transport latitudinal par les ondes. Avec ces unités, les mêmes contours peuvent s'interpréter également comme des iso-valeurs de la vitesse méridienne typique des ondes en m $s^{-1}$ si on prend une longueur de mélange latitudinale de 1000 km. Toutes les quantités correspondent à des moyennes temporelles entre le solstice d'hiver nord et l'équinoxe de printemps nord.

mélange latitudinal par les ondes contrôle le gradient vertical des composés chimiques.

L'explication de l'enrichissement polaire dans les hautes latitudes de l'hémisphère nord est donc la suivante (illustrations sur la Fig. 5.26). Pendant presque une demie année autour du solstice, la circulation méridienne moyenne (graphique **a**, flèches) est dominée, comme on l'a vu, par une cellule de Hadley pôle-à-pôle, avec une branche ascendante dans l'hémisphère d'été (sud) et une subsidence dans les hautes latitudes de l'hémisphère d'hiver (nord). L'advection vers le bas des espèces chimiques, depuis la zone de production dans la haute stratosphère, est responsable de l'enrichissement polaire (également sur le graphique **a** pour HCN, grisés). Cette circulation de Hadley crée également un jet circumpolaire intense dans les moyennes latitudes de l'hémisphère nord (graphique **b**, grisés). Comme on l'a dit plus haut, ce jet est instable sur son côté équatorial ce qui conduit au développement d'ondes planétaires. Ces ondes, paramétrisées dans le modèle (Luz et al., 2003b), sont responsables de l'érosion de ce vortex polaire. On montre également sur le graphique **b** de la Fig. 5.26 (contours), les valeurs de la diffusivité latérale $K_y$ issues de la paramétrisation.

### 5.5.1 Composition du vortex polaire

Les mécanismes contrôlant la composition du vortex polaire sont résumés sur le schéma **a** de la Fig. 5.27.

On peut en fait quantifier l'importance relative des différents processus de transport. Pour les simulations avec la chimie linéarisée, l'évolution de la concentration massique $c$ d'un composé

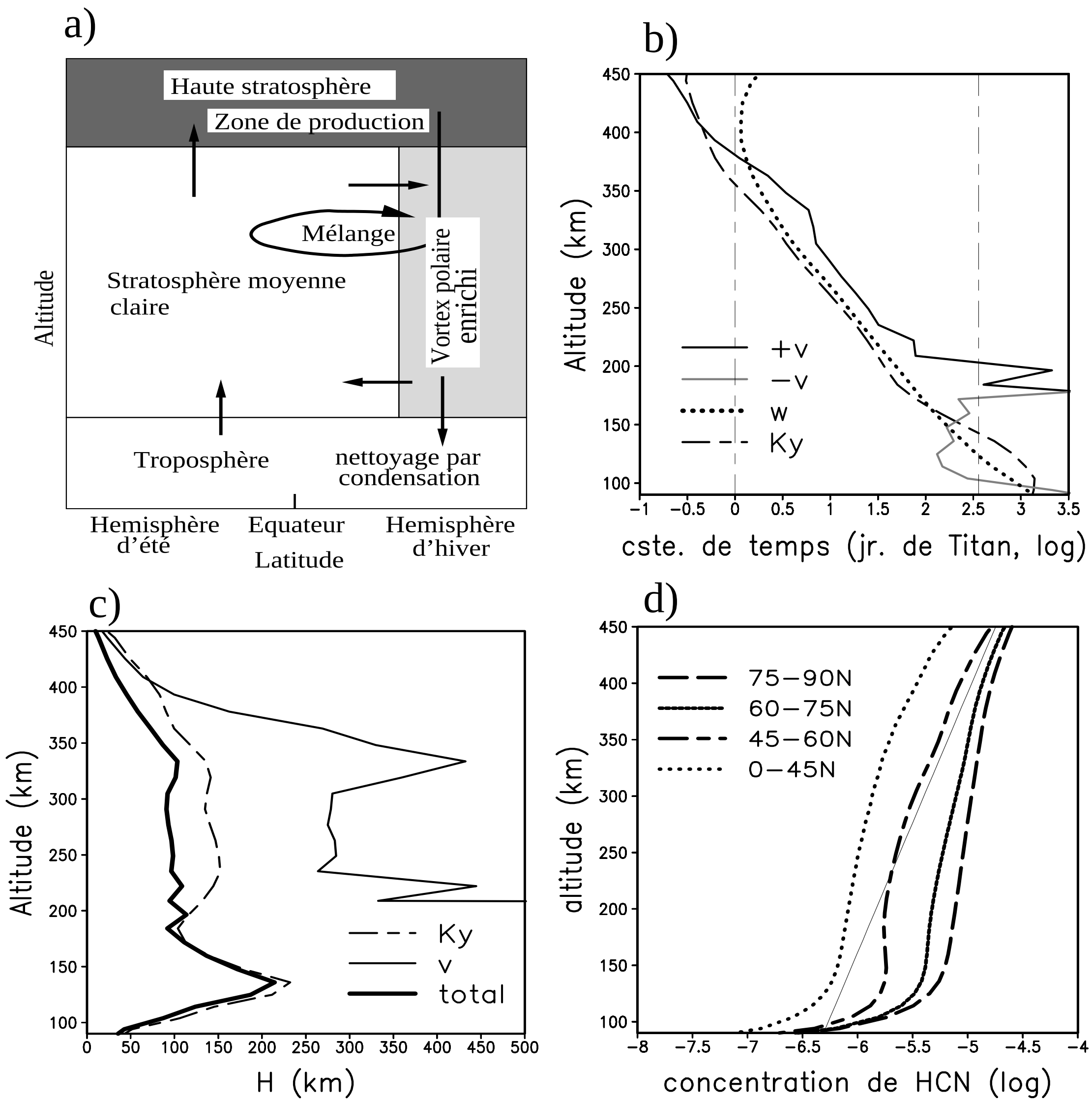


FIG. 5.27 – **a :** Vision schématique des mécanismes responsables des contrastes observés dans la composition stratosphérique. **b :** Constantes de temps (en jours de Titan) pour l'advection verticale dans le vortex polaire ($-h/w$, avec $h = 150$ km, moyenne entre 70 et 90N), pour la circulation méridienne ($l/v$, avec $l$ =1000 km, moyenne entre 50 et 80N) et pour le mélange latitudinal par les ondes ($l^2/K_y$, moyenne entre 50 et 80N) au bord du vortex. La courbe grise correspond à l'advection méridienne vers l'équateur (avec $-v$ au lieu de $v$). Les lignes verticales correspondent à 1 jour et 1 an de Titan. **c :** Hauteurs d'échelle associées (km) pour l'advection méridienne, $-wl/v$, le mélange latitudinal $-wl^2/K_y$ ainsi que pour la combinaison des deux $H = -w/(v/l + K_y/l^2)$. **d :** Profils verticaux de la fraction molaire de HCN (échelle logarithmique) à différentes latitudes (chimie linéarisée). La droite oblique correspond à une hauteur d'échelle constante de 100 km.

chimique est simplement donnée par

$$\frac{\partial c}{\partial t} + v\frac{\partial c}{a\partial \phi} + w\frac{\partial c}{\partial z} = \frac{c_0 - c}{\tau_{\text{chem.}}} + \frac{1}{a^2\rho\cos\phi}\frac{\partial}{\partial \phi}\left(\cos\phi\rho K_y\frac{\partial c}{\partial \phi}\right) \tag{5.15}$$

où $\phi$ est la latitude, $z$ l'altitude, $\rho$ est la masse volumique de l'air, $a$ est le rayon de Titan, $v$ et $w$ sont les composantes méridienne et verticale de la circulation méridienne moyenne, $K_y$ est la diffusivité latérale introduite plus haut, $c_0$ est un profil vertical déterminé à partir de simulations photochimiques unidimensionnelles et $\tau_{\text{chim.}}$ est une constante de temps déduite des mêmes simulations (Lebonnois et al., 2001).

Les espèces chimiques qui descendent dans le vortex polaire depuis leur zone de production voient leur concentration diminuer sous l'effet combiné de l'apport d'air clair des basses latitudes par la circulation méridienne moyenne et du mélange latéral avec le même air clair sous l'action des ondes planétaires. Si on note $c_{\text{eq}}$ la concentration typique dans les basses latitudes, l'"érosion" de la concentration $c$ par la diffusion latérale (dernier terme de l'Eq. 5.15) peut être grossièrement estimée comme

$$\frac{K_y}{l^2}\left(c_{\text{eq}} - c\right) \tag{5.16}$$

où $l \simeq 1000$ km est une longueur caractéristique associée aux variations latitudinales de la composition atmosphérique. De la même façon, le terme d'advection par la vitesse méridienne moyenne (qu'on supposera positive dans un premier temps dans l'hémisphère nord) $(-v/a)\partial c/\partial\phi$, peut être approché par

$$\frac{v}{l}\left(c_{\text{eq}} - c\right). \tag{5.17}$$

Si on cherche une solution stationnaire pour la concentration $c$, on trouve finalement

$$w\frac{\partial c}{\partial z} \simeq \frac{c_0 - c}{\tau_{\text{chem.}}} + \left(c_{\text{eq}} - c\right)\left(\frac{K_y}{l^2} + \frac{v}{l}\right) \tag{5.18}$$

Pour un grand nombre d'espèces chimiques, l'enrichissement polaire est tel qu'on peut supposer de plus que $c_0 \ll c$ et $c_{\text{eq}} \ll c$. Dans ce cas, et pour un vent méridien $v > 0$, le gradient vertical de $c$ dans le vortex polaire est donné par

$$w\frac{\partial c}{\partial z} \simeq -c\left(\frac{1}{\tau_{\text{chem.}}} + \frac{K_y}{l^2} + \frac{v}{l}\right) \tag{5.19}$$

ce qui correspond à une hauteur d'échelle pour la concentration de l'espèce :

$$H = \left(\frac{d\ln c}{dz}\right)^{-1} \simeq w\left(\frac{1}{\tau_{\text{chem.}}} + \frac{K_y}{l^2} + \frac{v}{l}\right)^{-1} \tag{5.20}$$

Pour des espèces à longue durée de vie (comparée aux constantes de temps dynamiques), la forme du profil vertical de concentration est donc contrôlé par la compétition entre l'advection verticale (une advection plus rapide depuis la zone de production aura tendance à diminuer les contrastes verticaux) et un rappel vers les concentrations faibles des basses latitudes, soit par la circulation méridienne, soit par le mélange latitudinal par les ondes (qui ont tendance à renforcer les contrastes verticaux).

L'importance relative de l'advection méridienne et du mélange par les ondes peut être quantifiée soit au travers des constantes de temps ($\tau_{\text{cmm}} = l/v$ pour la circulation méridienne moyenne et $\tau_{\text{ondes}} = l^2/K_y$ pour les ondes) soit en termes des hauteurs d'échelle associées ($-w\tau_{\text{cmm}}$ et $-w\tau_{\text{ondes}}$).

Sur le graphique **b** de la Fig. 5.27, on montre, pour l'hiver nord, les constantes de temps pour l'advection verticale et méridienne, ainsi que pour le mélange latitudinal par les ondes. L'advection méridienne domine dans la partie haute de la cellule de Hadley (au-dessus de 400 km) ainsi que dans la basse stratosphère (entre 100 et 150 km) où le vent méridien est négatif. Cette région correspond à la branche de retour de la cellule de Hadley. Les valeurs typiques des constantes de temps varient d'environ une année de Titan à 120 km jusqu'à moins d'un jour de Titan au-dessus de 1 km. Comme on le montre plus bas, ces constantes de temps sont, pour beaucoup d'espèces, nettement plus courtes que les constantes chimiques. La hauteur d'échelle dynamique (graphique **c**) est de l'ordre de 100 km dans la moyenne stratosphère, région dans laquelle elle résulte principalement d'une compétition entre le transport vers le bas par la circulation méridienne moyenne et le mélange latéral par les ondes.

Sur le graphique **d**, on montre, pour la même saison et pour différentes gammes de latitude, les profils verticaux de HCN obtenus avec la chimie linéarisée. La droite sur ce graphique correspond à une hauteur d'échelle constante de 100 km. Cette échelle est proche des profils simulés de HCN au-dessus de 250 km entre 45 et 60N, c'est à dire aux frontières du vortex polaire, dans la région de mélange. Entre 100 et 150 km, la hauteur d'échelle est beaucoup plus grande du fait d'un mélange moindre. A noter que le profil 45-60N montre en fait un maximum local de concentration dans ces altitudes, du fait de l'apport d'air plus riche depuis le cœur du vortex.

Cette forme du profil vertical, avec trois pentes distinctes et une région bien mélangée dans la stratosphère moyenne, entre 150 et 400 km, est en très bon accord avec des observations récentes des composés azotés sur Titan (Marten et al., 2002). Les simulations des mêmes profils verticaux effectuées avec des modèles photochimiques unidimensionnels ont pour leur part tendance à systématiquement surestimer les contrastes verticaux à ces altitudes (cf. la Figure 1 dans Hidayat et al., 2002). L'advection verticale par la circulation de Hadley est en fait beaucoup plus efficace pour transporter les espèces chimiques à longue distance que le mélange turbulent. On peut s'en convaincre en comparant les constantes de temps diffusives , $h^2/K_z$ (où $h$ est l'échelle caractéristique des contrastes verticaux de composition et $K_z$ la diffusivité verticale), et advective, $h/w$. Entre 250 et 150 km, la constante de temps associée à l'advection verticale passe de 10 à 100 jours de Titan. Il faudrait pour singer l'effet du transport vertical par la cellule de Hadley, utiliser des diffusivité de l'ordre de 100-5000 m$^2$ s$^{-1}$ (en considérant que $h \simeq$200 km).

### 5.5.2 Amplitude de l'enrichissement polaire

Les espèces chimiques qui descendent dans le vortex polaire atteignent généralement leur concentration de saturation en approchant de la tropopause, ce qui explique la décroissance rapide observée sur les profils verticaux de HCN par exemple (graphique **d** de la Fig. 5.27).

Pour la plupart des espèces, la concentration à saturation au niveau de la tropopause glaciale de Titan ($T \simeq 70$ K) est inférieure de plusieurs ordres de grandeurs aux concentrations observées dans le vortex, dans la stratosphère moyenne. L'air qui est recyclé par les régions polaires remonte donc aux latitudes plus basses avec des concentrations chimiques extrêmement faibles. Cet air est alors petit à petit contaminé par l'air pollué des régions polaires, soit au travers de l'advection méridienne soit par le mélange latitudinal par les ondes. Les contrastes latitudinaux observés par Voyager pour des altitudes allant de 80 à 200 km sont donc essentiellement contrôlés par cette capacité du mélange latitudinal à contaminer l'air clair qui monte de la troposphère. Comme on le voit sur la Fig. 5.27, c'est plutôt l'advection méridienne qui va dominer en dessous de 150 km (courbe grise du graphique **b**).

Pour tester cette idée simple, nous présentons des simulations dans lesquelles les espèces chimiques sont remplacées par des traceurs idéalisés. Dans les 3 couches les plus hautes du modèle,

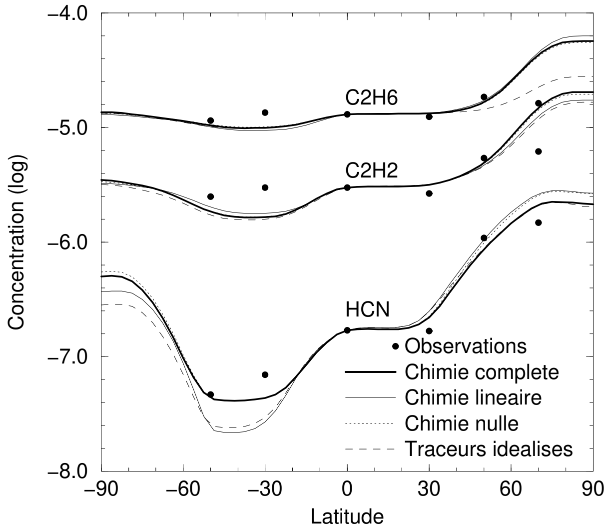


FIG. 5.28 – Profils latitudinaux de concentration chimique calculés avec 4 options (chimie complète, linéarisée ou nulle et traceurs idéalisés), comparés avec les observations Voyager. Les courbes sont normalisées par la concentration à l'équateur afin de se focaliser sur les variations latitudinales.

| | $C_2H_2$ | $C_2H_4$ | $C_2H_6$ | $CH_3CCH$ | $C_3H_8$ | $C_4H_2$ | HCN | $HC_3N$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Niveau de condensation | | | | | | | | |
| Vortex hiver, km | 64 | - | 57 | 64 | 54 | 77 | 86 | 63 |
| Vortex hiver, hPa | 35 | - | 50 | 35 | 60 | 20 | 15 | 36 |
| Traceurs idéal., hPa | 40 | - | 80 | 40 | 100 | 20 | 20 | 40 |
| Niveau du maximum de la fonction poids des inversions des données Voyager IRIS | | | | | | | | |
| km | 152 | 190 | 160 | 85 | 125 | 100 | 107 | 103 |
| hPa | 2.5 | 1 | 2 | 13 | 5 | 10 | 8 | 9 |
| Enrichissement polaire | | | | | | | | |
| Observations | 2.1 | 8.3 | 1.4 | 6.4 | 1.9 | 16.8 | 7.6 | 19.6 |
| Chimie complète | 2.7 | 3 | 1.9 | 9.9 | 1.6 | 5.9 | 7.8 | 6.2 |
| Chimie linéarisée | 2.3 | - | 1.3 | - | - | - | 7.5 | - |
| Chimie nulle | 2.6 | 2.6 | 1.9 | 9.6 | 1 | 10.1 | 9.2 | 5.2 |
| Traceurs idéalisés | 2.4 | - | 2 | 5.6 | 2.6 | 9.3 | 9.3 | 4.2 |
| Constantes de temps chimiques (en années de Titan) | | | | | | | | |
| 0.5-1 hPa (190-200 km) | 0.5-100 | 0.03-4 | $>40$ | 2-100 | $>10$ | 0.001-1 | 2-200 | 0.05-10 |
| 2-5 hPa (125-160 km) | $>2.5$ | 0.2-5 | $>200$ | 2-200 | $>80$ | 0.01-3 | 2-300 | 0.2-50 |

TAB. 5.2 – Niveau de condensation, enrichissement polaire (défini comme le rapport des concentrations polaires à 50-70N et 0-30N) et constantes de temps chimiques pour différentes espèces.

| Nom de la simulation | chimie | condensation | condition à la limite sup |
|---|---|---|---|
| Chimie complète | réaliste | réaliste | flux prescrit |
| Chimie nulle | pas | réaliste | flux prescrit |
| Chimie linéaire | rappel | réaliste | rappel |
| Traceurs idéalisés | pas | élimination en-dessous d'un niveau | rappel |

TAB. 5.3 – Caractéristiques des différentes versions du module chimique.

les traceurs sont rappelés (avec les mêmes constantes de temps que pour la chimie linéarisée) vers une valeur unité. Le traceur subit le transport par la circulation méridienne et les ondes mais pas la chimie. Le traceur idéalisé est enfin complètement éliminé en dessous d'un niveau de pression donné, proche de la tropopause. Les différents traceurs idéalisés ne diffèrent les uns des autres que par le niveau de pression choisi pour les éliminer. 8 traceurs idéalisés sont considérés ici, éliminés respectivement à : 100, 80, 60, 40, 30, 20, 15 et 10 hPa.

Les traceurs idéalisés ne peuvent être comparés aux espèces chimiques simulées ou observées qu'en termes de variations latitudinales relatives. De plus, comme ces traceurs idéalisés disparaissent d'un coup à un niveau de pression donné, le niveau d'élimination retenu pour comparer à une espèce chimique donnée (dont la concentration diminue plus graduellement quand elle commence à condenser) doit être pris plus bas dans l'atmosphère, typiquement à l'altitude où la concentration de l'espèce chimique a décru d'un ordre de grandeur. Ceci se produit en général à une pression environ deux fois supérieure à celle où la condensation est initiée. Le niveau réel de condensation est estimé ici à partir de la simulation avec chimie complète, comme la pression de la couche du modèle la plus haute dans laquelle la condensation survient (à noter que ce niveau dépend donc de la concentration simulée par le modèle dans le vortex). Ce niveau de condensation ainsi que le niveau retenu pour la comparaison avec les traceurs idéalisés sont donnés pour un certain nombre d'espèce dans la Table 5.2.

Cette table donne également les valeurs de l'enrichissement polaire, défini comme le rapport des concentrations à 50-70N et 0-30N. On note d'abord que la comparaison entre données et simulations avec la chimie complète fait apparaître un bon accord pour la plupart des espèces, à l'exception de $C_2H_4$ – dont l'enrichissement apparaît en fait plus près du pôle que ne le suggère l'observation –, $C_4H_2$ et $HC_3N$ – qui sont sans doute affectés par des processus chimiques non pris en compte dans le modèle comme la production de brumes par polymérisation –. Pour la plupart des espèces ($C_2H_2$, $C_2H_6$, $C_3H_8$, HCN, $HC_3N$), les enrichissements obtenus avec la chimie complète et avec les traceurs idéalisés diffèrent de moins de 50%. Cet accord d'ensemble montre bien que le niveau auquel les espèces sont éliminées contrôle pour une large part l'enrichissement polaire. Le rôle de second plan joué soit par la chimie (dans le monde réel) soit par la spécification des conditions à la limite supérieure (dans le monde numérique), est détaillé ci-dessous.

Afin d'estimer spécifiquement le rôle de la chimie pour chacune des espèces, on peut calculer une constante de temps chimique $(d\mathrm{ln}c/dt)^{-1}$, où les tendances sont calculées pour tous les termes chimiques qui détruisent l'espèce considérée. Les valeurs des constantes ainsi estimées sont données dans la Table 5.2. Une seconde façon d'estimer précisément et spécifiquement le rôle de la chimie consiste à intégrer le modèle chimique mais en annulant les constantes de réactions. On parlera ci-dessous de chimie nulle (se reporter à la Table 5.3). Les valeurs obtenues pour l'enrichissement polaire avec la chimie nulle ne se départissent pas de plus de 20% de celles obtenues avec chimie complète, excepté pour $C_4H_2$ et $C_3H_8$. Le désaccord entre chimie nulle et complète pour $C_4H_2$ est cohérent avec les constantes de temps relativement courtes obtenues par la première méthode. Pour $C_3H_8$, le désaccord observé malgré des constantes de temps très longues est à relier aux valeurs très faibles du flux qu'on impose pour la chimie complète au sommet du modèle. C'est sans doute une sous-estimation de ce flux qui explique à la fois ce comportement de $C_3H_8$ et la sous-estimation globale des concentrations de cette espèce par le modèle.

Pour les autres espèces, l'accord entre chimie nulle et traceurs idéalisés est relativement bon, au regard du traitement très différent de la condition à la limite supérieure du modèle et de la condensation (se reporter au descriptif des différentes simulations dans la Table 5.3). Cet élément plaide pour une relative robustesse des résultats présentés ci-dessus. En particulier, la façon dont on spécifie la condition au sommet, qui conditionne la concentration moyenne dans la stratosphère, ne semble pas affecter les variations latitudinales de composition.

Enfin, on voit clairement que c'est en premier lieu le niveau de condensation qui contrôle l'amplitude de l'enrichissement polaire. Une condensation plus haut produira un enrichissement plus fort. On note aussi que pour un même niveau de condensation, une observation plus bas, donc plus proche de ce niveau de condensation, résulte en un enrichissement observé plus fort (comparer les résultats obtenus pour $C_2H_2$ et $CH_3CCH$).

La combinaison du transport atmosphérique et de la condensation contrôle non seulement l'amplitude de l'enrichissement polaire mais aussi la forme du profil latitudinal. Pour illustrer ce point, on montre sur la Fig. 5.28, pour les trois espèces actives radiativement et pour les quatre traitements possibles de la chimie, les profils latitudinaux normalisés par la valeur de la concentration à l'équateur. L'accord entre ces différents profils, pour des modèles allant de la chimie complète aux traceurs idéalisés, confirme le faible rôle joué par la chimie pour ces espèces.

### 5.5.3 Contraintes sur les vents

Si les contrastes latitudinaux de la composition dépendent en premier lieu du transport atmosphérique et de l'altitude du piège froid dans la basse stratosphère, qu'est-ce que l'observation de la composition peut nous apprendre en retour sur la circulation ? Ou encore, dans quelle mesure l'accord entre composition observée et simulée est-il sensible à la représentation de la circulation atmosphérique ?

Afin de répondre à ces questions, nous présentons ci-dessous une série d'expériences de sensibilité, dans lesquelles on fait varier artificiellement l'une des composantes de la circulation. Un facteur multiplicatif (0,3 ou 3) est appliqué, soit simultanément sur $v$ et $w$ soit sur la diffusivité $K_y$. Ce facteur n'est pris en compte que pour le transport des espèces chimiques HCN, $C_2H_2$ et $C_2H_6$, représentées au moyen de la chimie linéarisée.

On analyse également l'effet sur la composition de la prise en compte du couplage avec la brume ou avec la chimie à partir des simulations dont on a déjà montré plus haut des résultats (Figs. 5.22 et 5.23). En pratique, le couplage avec la brume est coupé en appliquant une diffusion latitudinal très forte sur les traceurs correspondants. Dans ces simulations, la production totale de brume doit être très fortement réduite pour obtenir le même albédo géométrique de Titan que dans la simulation couplée (Rannou et al., 2004). En effet, la brume étant préférentiellement accumulée aux pôles dans les simulations couplées, et les régions polaires pesant faiblement dans le calcul de l'albédo planétaire, il faut plus de brumes dans une simulation couplée pour obtenir un albédo du même ordre de grandeur. Pour sa part, le couplage entre chimie et dynamique est coupé en calculant les opacités atmosphériques, non pas avec la composition chimique prédite par le modèle mais à partir de profils verticaux de référence. On utilise les résultats de Lellouch et al. (1989) pour le méthane et Coustenis et al. (1989) pour l'éthane et l'acétylène. Dans cette simulation non couplée à la chimie, les espèces chimiques sont cependant transportées normalement ce qui permet de comparer la composition à celle obtenue avec les autres simulations. Pour éviter d'avoir à analyser des rétroactions complexes, les simulations avec dynamique modifiée artificiellement sont effectuées sans couplage avec la chimie.

Sur le graphique du haut de la Fig. 5.29, on compare aux observations Voyager (les barres d'erreur sur la figure) l'enrichissement polaire en $C_2H_2$ et HCN obtenu pour les différentes configurations. Pour la version couplée, le contraste observé est très bien reproduit pour les deux espèces. L'enrichissement est beaucoup plus fort (respectivement faible) si le mélange latitudinal est diminué (respectivement augmenté) ou si l'advection moyenne est renforcée (respectivement diminuée). L'observation de la composition apporte donc une contrainte relativement forte sur l'intensité comparée de l'advection et du mélange latitudinal par les ondes. Ceci fournit donc une validation supplémentaire de cette circulation dans le modèle de climat de Titan.

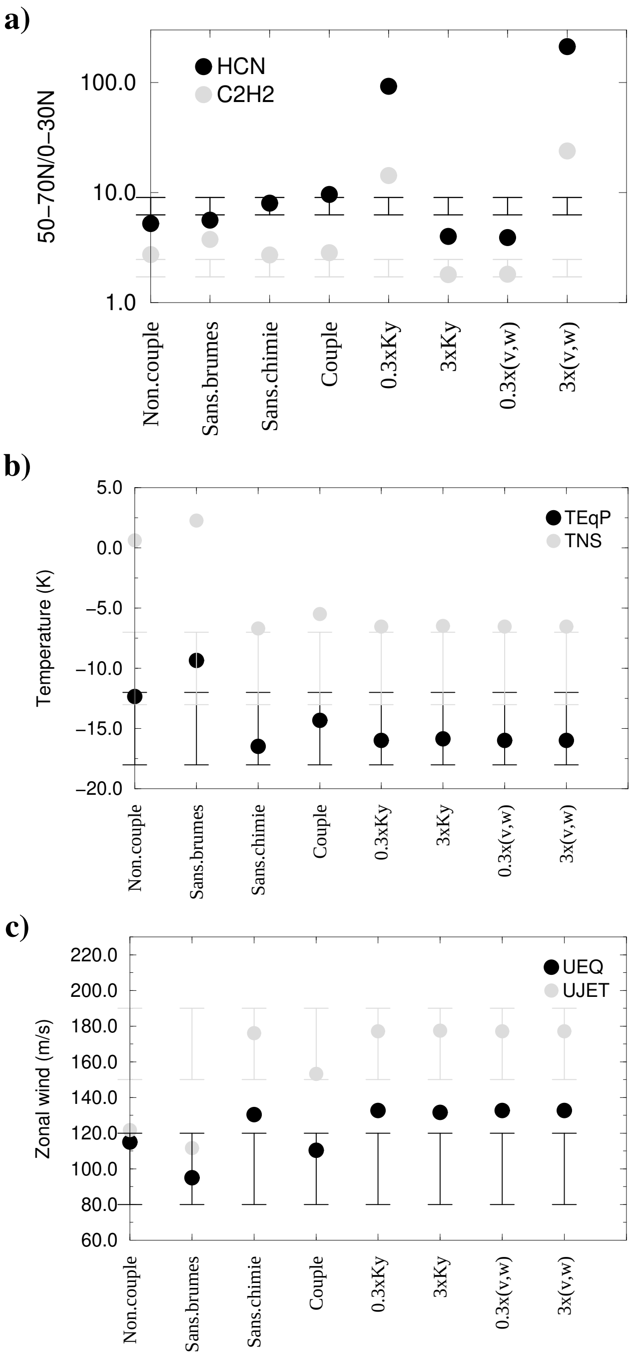


FIG. 5.29 – Résultats d'expériences de sensibilité. **a**) enrichissement polaire en $C_2H_2$ et HCN. **b**) contrastes latitudinaux de température Equateur - Pôle (différence entre les latitudes 50-70N et 0-30N) et Nord - Sud (différence 50S - 50N). **c**) vents zonaux (Jet et équateur). Comparaison des résultats obtenus avec le modèle complet (couplé), sans couplage avec la brume (sans brumes), sans couplage avec la chimie (sans chimie), sans aucun des deux couplages (non couplé), avec une dissipation par les ondes augmentée (3xKy) ou diminuée (0.3xKy) ainsi qu'un champ d'advection modifié spécifiquement pour le transport des espèces chimiques (circulation méridienne moyenne vxw multipliée par 0.3 ou 3). Les barres d'erreur correspondent aux données Voyager.

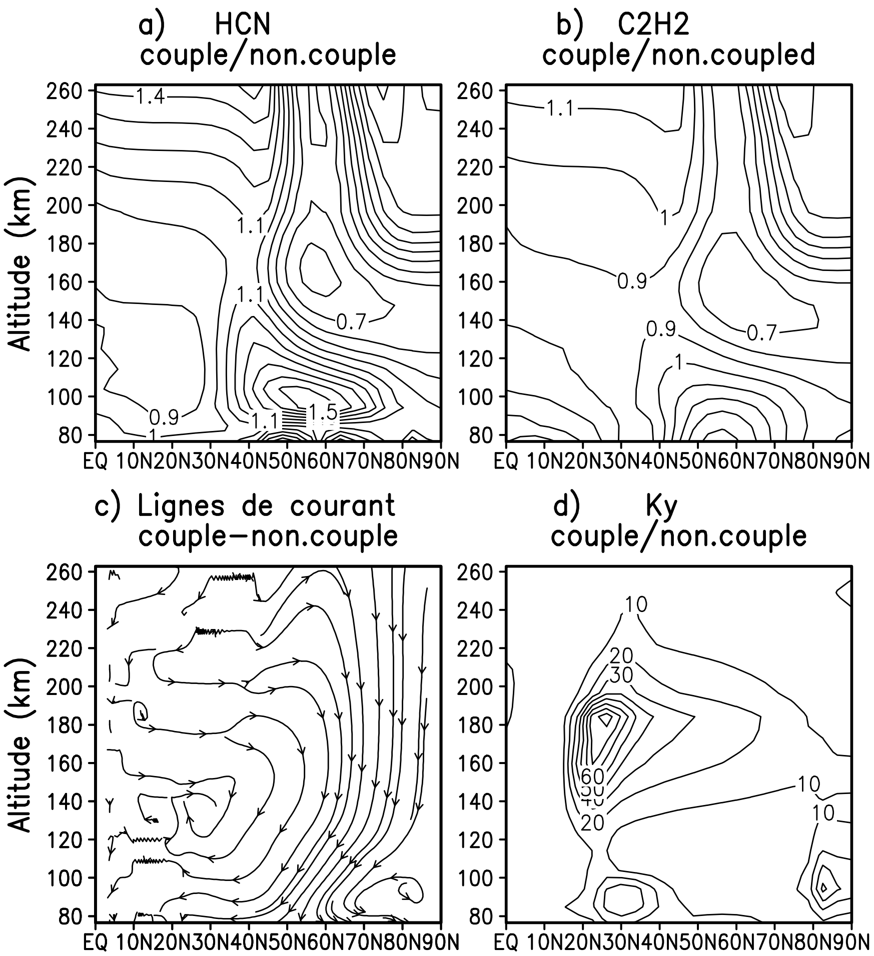


FIG. 5.30 – Effet du couplage avec la brume sur la simulation de la distribution dans un plan méridien de HCN (**a**) et $C_2H_2$ (**b**) et impact associé sur la circulation méridienne moyenne (lignes de courant, **c**) et les valeurs de la diffusivité latérale $K_y$ (**d**, $10^{-6}$ m$^2$ s$^{-1}$) au passage de Voyager.

Le couplage avec la chimie tend en fait à dégrader légèrement l'accord avec les observations mais en restant dans les barres d'erreur.

Sans le couplage avec la brume, l'accord avec les observations est très nettement dégradé, avec un contraste trop faible pour HCN et trop fort pour $C_2H_2$. Ce comportement différencié peut paraître contradictoire avec l'explication dynamique proposée pour l'origine de ces contrastes. En fait, ces différents comportements proviennent de la différence d'altitude d'observation de ces deux espèces. On présente en effet, sur la Fig. 5.30, des coupes méridiennes du rapport des concentrations obtenues pour les simulations couplées et découplées pour HCN (**a**) et $C_2H_2$ (**b**), à la saison du passage de Voyager. La sensibilité est en fait très similaire pour les deux espèces, avec une décroissance des concentrations d'environ 30% dans le vortex polaire vers 160 km d'altitude, et une augmentation de 50% vers 100 km. Cette sensibilité peut être interprétée comme suit.

L'effet principal du couplage avec la brume est un renforcement de la subsidence dans les latitudes polaires, en hiver, dû au renforcement du rayonnement thermique vers l'espace consécutif à l'accumulation de la brume aux pôles (Rannou et al., 2004). Ce renforcement de la

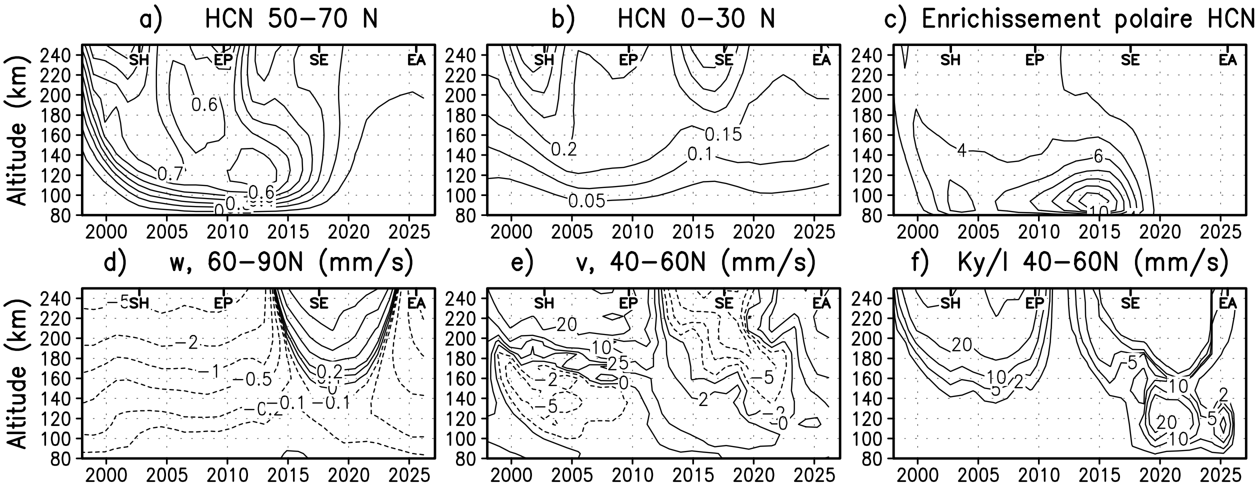


FIG. 5.31 – Evolution saisonnière de HCN (ppmv) à (**a**) 50-70N et (**b**) 0-30N et enrichissement polaire correspondant (**c**) ; composantes du transport atmosphérique : vent vertical dans le vortex polaire (**d**) et, à la frontière de ce même vortex, vent méridien (**e**) et coefficient de mélange latitudinal (**f**). SH désigne le solstice d'hiver nord, EP l'équinoxe de printemps, SS le solstice d'été et EA l'équinoxe d'automne.

circulation méridienne moyenne est illustré ici sur le graphique **c**. Ce renforcement est responsable de l'augmentation des concentrations dans la basse stratosphère polaire. Plus haut en altitude, l'intensification du jet, consécutif au renforcement de la circulation méridienne moyenne, produit une intensification des ondes, traduite dans le modèle par une intensification du coefficient $K_y$ (graphique **d**). Ce renforcement est particulièrement marqué vers 150 km et explique bien la réduction des concentrations polaires dans cette gamme d'altitudes.

$C_2H_2$, qui est observé vers 160 km d'altitude, a donc un enrichissement moindre dans le modèle couplé alors que c'est l'opposé pour HCN, observé vers 100 km.

On montre également sur le second graphique de la Fig. 5.29 les contrastes de températures inter-hémisphériques (en gris) et les contrastes latitudinaux au sein de l'hémisphère d'hiver (en noir). Les quatre simulations avec advection modifiée des espèces chimiques montrent des résultats tous identiques à la simulation avec chimie découplée. Le couplage avec la brume renforce les contrastes latitudinaux et permet d'obtenir un bien meilleur accord avec les observations que si ce couplage n'est pas pris en compte. Là encore, le couplage avec la chimie détériore plutôt un peu l'accord, tout en restant pratiquement dans les barres d'erreur (estimées à la louche). Pour le vent zonal à 0,25 hPa (graphique du bas), la brume renforce l'intensité du jet par rapport au vent à l'équateur. La chimie tend à renforcer un peu le vent ce qui donne plutôt cette fois un meilleur accord avec les observations par occultation stellaire (Hubbard, 1993).

On voit donc que le couplage avec la brume améliore de façon significative l'accord avec toutes les données dont nous disposons, concernant à la fois directement l'intensité du vent zonal, et les contrastes latitudinaux de concentration ou de température. Le couplage avec la chimie est moins sensible pour la comparaison avec les observations, l'essentiel des modifications se produisant plus haut dans l'atmosphère.

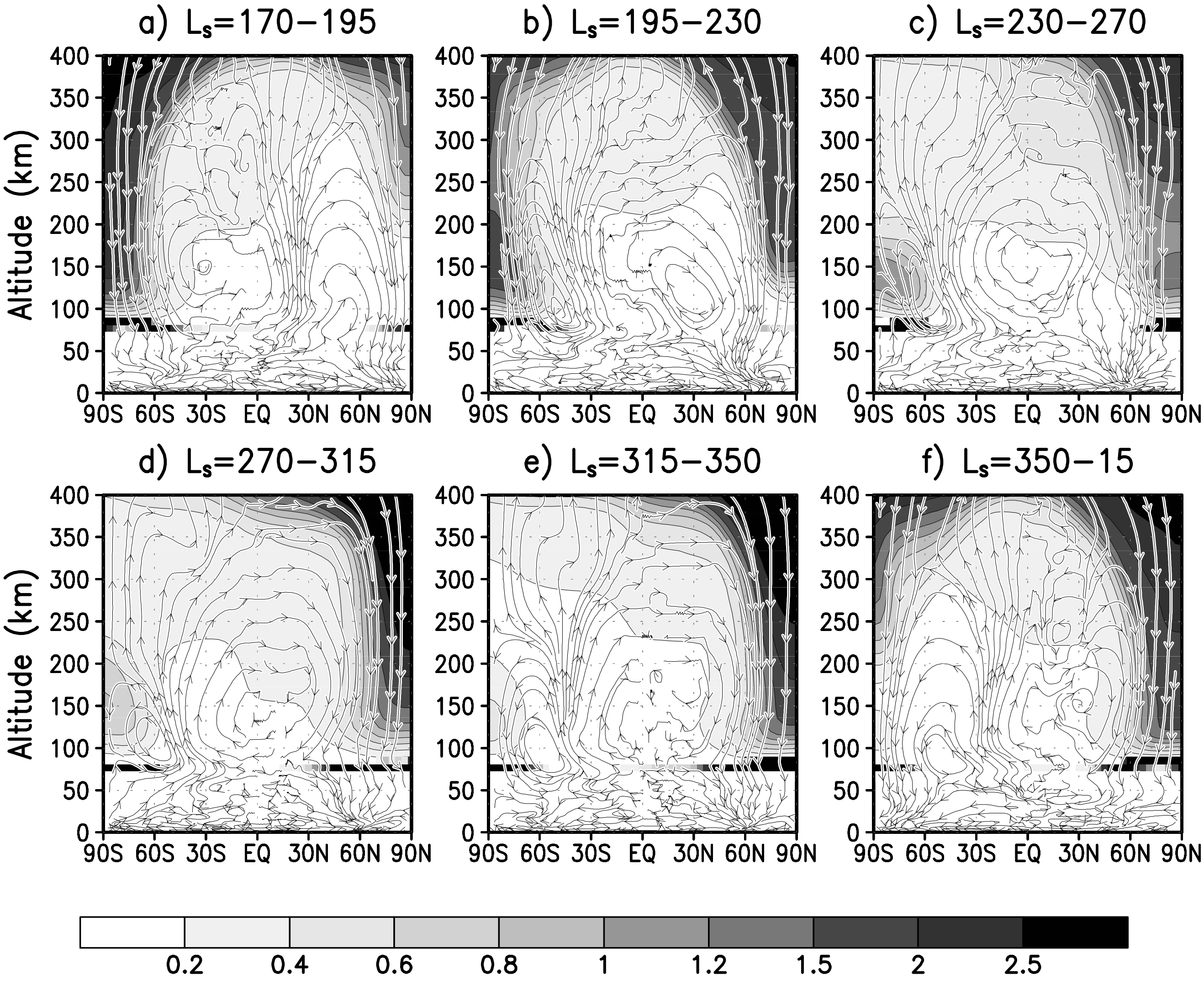


FIG. 5.32 – Structure méridienne de HCN (ppmv, niveaux de gris) et circulation méridienne associée pour six saisons entre l'équinoxe d'automne de l'hémisphère nord et l'équinoxe de printemps suivant. Les saisons sont repérées par la longitude solaire $L_s$ avec $L_s$=180 pour l'équinoxe d'automne, $L_s = 270$ pour le solstice d'hiver et $L_s = 0$ pour l'équinoxe de printemps. Le taux de condensation de HCN est montré par les carrés grisés, avec le même code de gris que les concentrations de HCN mais avec pour unité $10^9$ molécules $m^{-3}$ $s^{-1}$.

### 5.5.4 Variations saisonnières

Nous nous sommes focalisés jusque là sur les conditions moyennes hivernales, afin de décortiquer la physique du transport et expliquer les répartitions simulées pour les constituants, ainsi que sur l'équinoxe de printemps nord en ce qui concerne la comparaison aux observations Voyager.

Sur la Fig. 5.31, nous montrons comment la distribution de HCN et la circulation associée varient au cours des saisons dans la stratosphère moyenne, entre 80 et 240 km d'altitude.

Peu après l'équinoxe d'automne, la concentration dans le vortex polaire (graphique **a**) s'accroît rapidement sous l'effet du transport vers le bas. A la même époque, le jet hivernal n'est pas encore en place et le contraste avec les latitudes plus basses (graphique **c**) croît très rapidement pour atteindre un premier maximum. L'enrichissement polaire commence alors à décroître sous l'effet combiné du mélange latitudinal par les ondes et de l'advection depuis le vortex. A l'approche de l'équinoxe de printemps nord, l'advection méridienne change de signe au-dessus de 150 km. L'air enrichi du vortex polaire est alors rapidement entraîné vers l'hémisphère opposé, ce qui explique la diminution rapide de la concentration à 50-70N au dessus de 180 km (graphique **a**) ainsi que le maximum observé de façon transitoire dans les basses latitudes (0-30N, graphique **b**) à cette saison dans la partie haute du domaine. Les concentrations élevées dans le vortex persistent nettement plus longtemps dans la partie basse, à la fois parce que les constantes de temps du transport sont plus longues et parce que le transport méridien et vertical ne change pas de sens dans les hautes latitudes.

Aux alentours de l'équinoxe d'autre part, la branche ascendante de la cellule de Hadley passe d'un pôle à l'autre en transitant par les régions équatoriales où elle apporte de l'air lavé de ses espèces chimiques par la condensation. L'advection de cet air clair explique qu'on observe une décroissance des concentrations dans les basses latitudes (0-30N, graphique **b**) en dessous de 150 km ainsi que le maximum observé pour l'enrichissement (graphique **c**). A cette saison, on peut noter également que l'intensité du mélange latitudinal est minimum dans la basse stratosphère. Mais, comme on l'a déjà indiqué, le mélange latitudinal n'a pas un rôle prépondérant dans cette gamme d'altitude ce qui se voit ici en comparant les graphiques **d** et **e**. La constante de temps de 5 ans, qu'on peut déduire de la décroissance du premier maximum de l'enrichissement polaire (graphique **c**) correspond bien au temps qu'il faut pour se déplacer de 1000 km à une vitesse de 5 mm $s^{-1}$, vitesse typique des vents méridiens rencontrés dans la branche basse de la cellule de Hadley, vers 120 km (graphique **e**).

Cette évolution saisonnière est illustrée également sous forme de 6 coupes successives de la structure méridienne, entre les équinoxes d'automne et de printemps de l'hémisphère nord (Fig. 5.31). Au moment des équinoxes (premier et dernier graphiques de la figure) on voit clairement l'advection vers le haut d'air clair par la branche ascendante de deux cellules de Hadley plus ou moins symétriques. A l'équinoxe d'automne (graphique **a**), de l'air riche de la haute stratosphère commence à descendre dans les hautes latitudes nord. La cellule globale de pôle à pôle s'établit alors (graphiques **b** à **d**), avec une ascendance au sud. Entre 80 et 200 km, une cellule secondaire apparaît dans l'hémisphère d'été. Celle-ci perdure jusqu'à l'équinoxe suivant. Cette cellule secondaire contribue clairement à maintenir un enrichissement important dans l'hémisphère d'été, dans la basse stratosphère.

A noter que cette cellule secondaire est beaucoup plus marquée dans les simulations (comme ici) où on prend en compte le couplage avec la brume.

A cause de cette cellule secondaire, l'air continue de descendre dans les régions polaires même en été, ce qui produit de la condensation dans les hautes latitudes. La condensation est montrée au moyen de carrés grisés sur la Fig. 5.31 et on observe dans les simulations une condensation analogue pour $C_2H_6$ et $C_2H_2$ (résultats non montrés). Cette cellule secondaire couplée à la condensation est en fait le principal puits pour les espèces chimiques dans la basse stratosphère en été. Ceci pourrait


FIG. 5.33 – Images de Titan dans le proche infrarouge montrant des nuages près du pôle sud, prises avec le télescope du Keck en décembre 2001 et février 2002. On voit à peu près le même côté de Titan sur les trois vues. Les contrastes au milieu du disque de Titan sont liés à des contrastes d'albédo à la surface de Titan. D'après Brown et al. (2002).

expliquer qu'on observe des structures nuageuses près du pôle d'été à la fois depuis la Terre (Griffith et al., 1998, 2000; Brown et al., 2002; Roe et al., 2002) comme sur la Fig. 5.33 et plus récemment lors du premier survol de Titan par Cassini. Nos résultats montrent en tous cas que le fait que ces nuages soient observés l'été n'est pas en contradiction avec l'hypothèse de nuages d'origine stratosphérique associés à de la condensation dans de l'air subsidant.

### 5.5.5 Que va observer Cassini ?

La plupart des données dont nous disposons sur la composition et l'état dynamique de la stratosphère moyenne de Titan provient des observations Voyager.

On imagine donc le bond qui va être effectué dans notre connaissance de cette atmosphère avec les analyses des résultats de la descente de la sonde Huygens et les dizaines de survols de Cassini. La moisson a d'ailleurs déjà commencé. On montre par exemple sur la Fig. 5.34 une photo de la surface de Titan pris dans le proche infrarouge. On savait depuis une dizaine d'année, avec la découverte de fenêtres spectrales dans le proche infrarouge, que le sol de Titan était contrasté. Les premières photos montrent que la transition entre régions sombres et claires est abrupte, un peu comme un trait de côte. Les nuages du pôle sud qui, observés depuis la Terre, apparaissaient comme un point brillant, sont en fait morcelés (Figures 5.34 et 5.35).

Les informations sur la dynamique de la stratosphère moyenne devraient provenir principalement du spectromètre infrarouge (CIRS), mais on commence à penser que des suivis de nuages pourraient également être possibles avec l'imagerie (ISS). Les vents devaient également être estimés avec une précision meilleure que 1 $ms^{-1}$ pour la trajectoire de descente d'Huygens en dessous de 160 km d'altitude à partir de la mesure du décalage Doppler du signal radio utilisé pour la transmission des données entre Huygens et Cassini (expérience DWE, Bird et al., 2002). Les mesures de décalage Doppler étaient malheureusement prévues sur celui des deux canaux de transmission entre Huygens et Cassini qui n'a pas été activé à bord de Cassini. Il existe encore un espoir de reconstituer cette mesure à partir des enregistrements de ce signal effectués en direct par des radiotélescopes terrestres. L'imagerie de descente (DISR) et les mesures thermodynamiques (HASI) viendront compléter ces

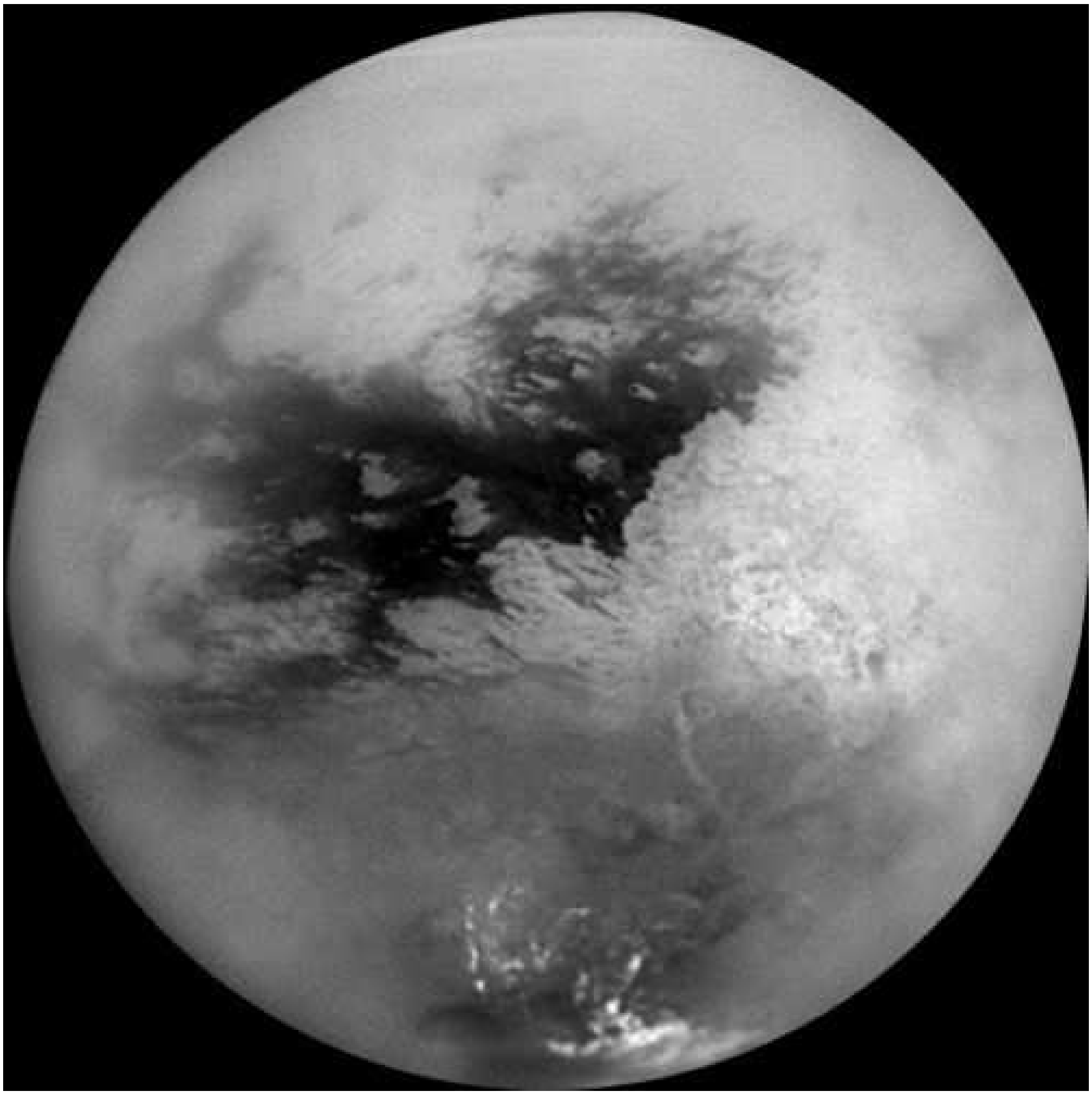

FIG. 5.34 – Photo de Titan prise par Cassini dans le proche infrarouge. On distingue : au centre du disque des contrastes en surface avec des transitions marquées ; tout autour une brume ; au pôle sud des nuages morcelés plus brillants.
Crédit Image : NASA/JPL/Space Science Institute

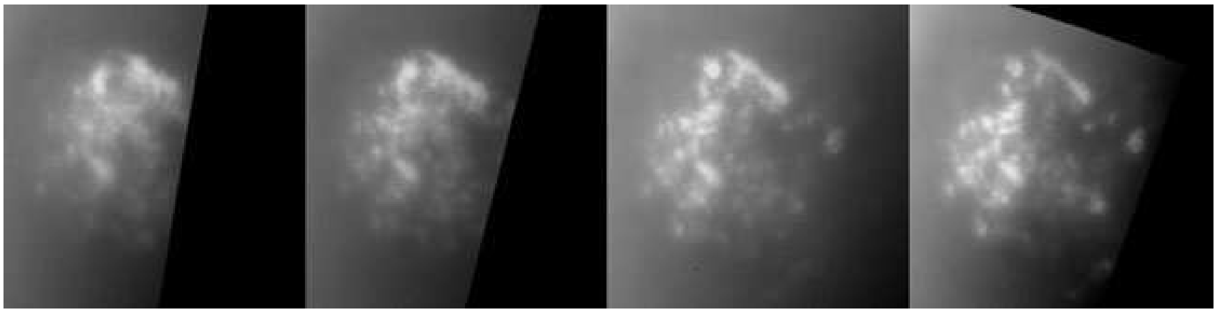

FIG. 5.35 – Séquence d'images illustrant l'évolution d'un champ de nuages observés près du pôle sud (d'été) de Titan pendant une période de presque 5 heures. Les images, acquises le 2 juillet 2004 par Cassini à une distance de 346000 à 339000 km. On pense plutôt que ces nuages brillants sont composés de méthane.
Crédit Image : NASA/JPL/Space Science Institute

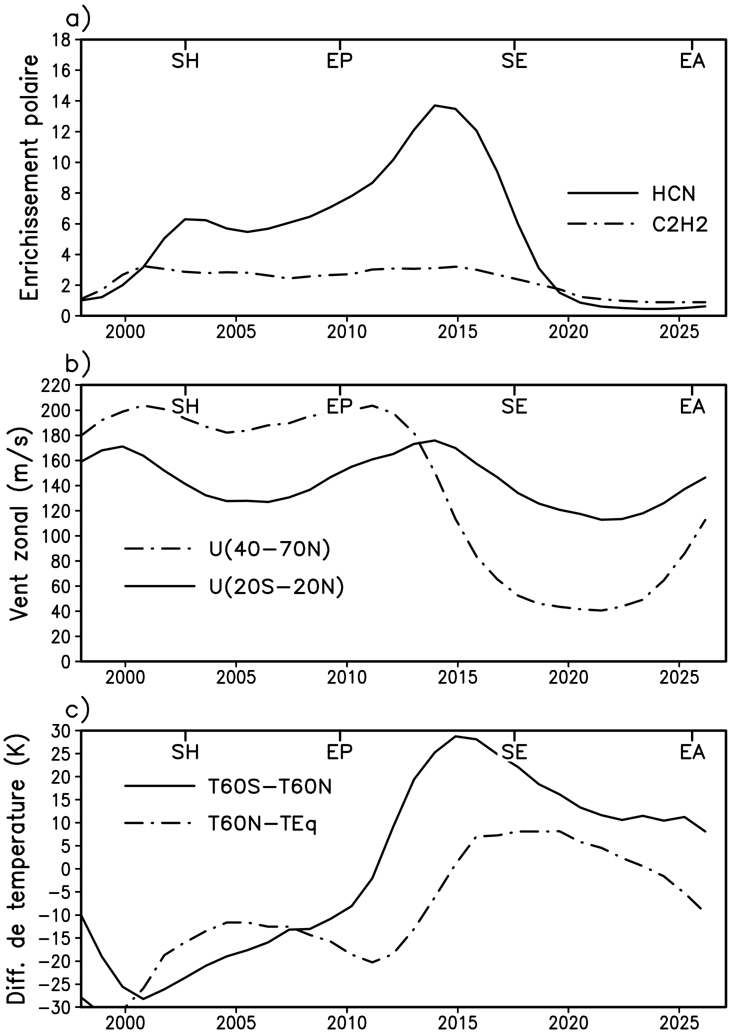


FIG. 5.36 – Evolution temporelle de quelques quantités observables. **a** : enrichissement polaire de HCN (à une altitude de 107 km) et $C_2H_2$ (à 152 km). **b** : vent zonal à l'équateur (moyenne 20S-20N) et au niveau du jet (40-70N) à une altitude de 250 km. **c** : Contrastes de température entre l'équateur et les hautes latitudes (60N) et asymétrie nord-sud (différence de température entre 60N et 60S) à 190 km d'altitude.

informations (Allison et al., 2004; Fulchignoni et al., 2002).

Nous proposons ici quelques prédictions de ce que devrait observer Cassini, en nous concentrant sur l'évolution saisonnière de grandeurs qui ont déjà été observées, mais à une saison particulière. Sur la Fig. 5.36, nous montrons ainsi l'évolution au cours des saisons de l'enrichissement polaire en HCN et $C_2H_2$ aux altitudes où cet enrichissement était observé avec Voyager (graphique **a**). On voit clairement les deux pics décrits précédemment pour HCN. Pour $C_2H_2$, en revanche, le second maximum n'est pas visible, pas parce que les niveaux de condensation diffèrent mais plutôt à cause des altitudes différentes auxquelles ces espèces sont observées. On remarque aussi que l'enrichissement observé de HCN, au début de l'automne, se produit avec un retard de une à trois années terrestres si on compare à $C_2H_2$. Ce déphasage est lui aussi directement lié à la différence d'altitude d'observation (50 km plus basse pour HCN). La vitesse de subsidence qu'on peut estimer à partir de ce déphasage, de l'ordre de 0.5-1.5 mm $s^{-1}$, est bien en accord avec les valeurs de $w$ données dans la Fig. 5.31. On voit ici que les observations de la composition permettent de remonter presque directement au vent.

Sur le graphique **b** de la Fig. 5.36, on montre l'évolution saisonnière des vitesses zonales dans la stratosphère (250 km), à la fois au niveau du jet (40-70N) et de l'équateur. On ne sait pas encore si Cassini parviendra à observer ces vents au moyen par exemple du suivi de nuages. En revanche, ces vents sont typiquement ceux observés lors des occultations d'étoiles ou par effet Doppler depuis la Terre (Kostiuk et al., 2001). L'évolution du jet stratosphérique présente certaines similitudes avec celle de HCN, avec deux maxima et une longue saison hivernale, contrastant avec une courte saison d'été où la vitesse zonale est plus faible dans les hautes latitudes qu'à l'équateur.

L'évolution temporelle des contrastes de température à 1 hPa (190 km) est encore plus complexe. Les latitudes polaires sont généralement plus froides que l'équateur, sauf pendant une saison très courte autour du solstice d'été.

Les courbes montrées sur la Fig. 5.36 sont relatives à l'hémisphère nord, mais, à l'excentricité près de l'orbite de Saturne, la situation est symétrique pour l'hémisphère sud. La situation au moment de l'arrivée de Cassini correspond donc à l'année 2005 pour l'hémisphère nord et 2020 pour l'hémisphère sud. A partir de ces figures, Cassini est justement arrivée à une saison où le vent zonal est très faible dans l'hémisphère sud, avec des hautes latitudes au sud plus chaudes que l'équateur.

Comme on le voit sur le graphique **f** de la Fig. 5.31, on devrait être également dans une période de relativement forte activité ondulatoire. Cette activité ondulatoire pourrait permettre de détecter des contrastes longitudinaux de brumes ou de concentration environ 10% plus faibles que les contrastes latitudinaux moyens. De tels contrastes pourraient être vus par CIRS.

De nombreuses autres choses vont être observées par Cassini et Huygens. Une base de données, construite par Pascal Rannou à partir de résultats du modèle, a été mise a disposition de la communauté scientifique [3], de sorte qu'il sera possible de regarder a posteriori lesquelles des prédictions du modèle étaient justes ou erronées.

## 5.6 Quelques remarques pour finir

Le modèle de climat que nous avons développé pour Titan au fil des ans, le plus complet à l'heure actuelle, est en même temps plein d'incertitudes, d'approximations et de manques. Les pièces du puzzle ont été ajoutées les unes après les autres, permettant de résoudre de nouvelles énigmes, mais le caractère encore relativement frustre de certaines parties doit être gardé à l'esprit quand on analyse les résultats.

[3] http ://www.lmd.jussieu.fr/titanDbase

D'abord le modèle est axi-symétrique. Le traitement du transport par les ondes, s'il n'est pas totalement arbitraire puisque paramétrisé en fonction de l'instabilité de l'écoulement, est sûrement loin cependant de représenter la réalité des ondes dans toute sa complexité. Notons par exemple que l'instabilité barocline pourrait jouer un rôle dans les hautes latitudes alors qu'elle n'est pas du tout prise en compte par la paramétrisation. De même, à la fois à cause de la nature bidimensionnelle du modèle et de l'absence d'informations sur de potentiels contrastes en longitude au sol (albédo, relief, inertie thermique, ...), nous n'avons pas de forçage en longitude. Les ondes de gravité sous-maille, paramétrées dans les modèles terrestre et martien, ne sont pas prises en compte ici, une fois de plus pour un soucis de simplicité et en absence d'information suffisante sur les possibles sources. On conserve également dans le modèle de Titan l'approximation de couche mince, ce qui devient sans doute plus que suspect à 400 km d'altitude sur Titan. Cette approximation pourrait affecter notamment l'intensité globale de la superrotation. L'approximation de couche mince néglige en particulier les variations de la distance à l'axe des pôles dans le calcul du moment cinétique. Si on se dit que c'est le moment cinétique qui est bien prédit par le modèle, et qu'on le traduit en termes de vent zonal en tenant compte de cet effet, on obtient une surestimation de 10% du vent zonal, vers 300 km. Au sommet du modèle, on devrait également abandonner l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local (typiquement au-dessus de quelques dixièmes de Pa, Yelle, 1991). Pour ce qui est de la composition, les concentrations simulées dans la stratosphère dépendent de façon cruciale de la condition à la limite supérieure, pour laquelle nous nous appuyons sur des calculs unidimensionnels du modèle photochimique sans effets saisonniers ni latitudinaux. La production de brume est découplée de la chimie dans le modèle. Certains travaux sont en cours actuellement pour essayer de prendre en compte ce couplage supplémentaire au moyen d'une paramétrisation de la polymérisation. Les changements de phase du méthane ne sont pas pris en compte alors qu'il a été montré qu'ils peuvent fortement influencer la circulation dans la troposphère (Tokano et al., 2001). Les marées gravitationnelles de Saturne devraient également être prises en compte (Tokano et Neubauer, 2002). Pour finir, nous devions faire une hypothèse quant à l'inertie thermique de la surface. Cette inertie thermique est fixée ici à une valeur faible, typique des continents terrestres. Cependant, des tests avec une inertie beaucoup plus grande, plus proche d'un océan, ne changent pas les résultats, sauf un peu près de la surface.

En dépit de ces nombreuses limitations, le modèle fournit une description relativement réaliste (aux vues des données actuellement disponibles) et cohérente de la composition et de la dynamique de la stratosphère.

La superrotation, d'abord prédite par la théorie et les modèles, a été confirmée ensuite par l'observation. Tous les résultats disponibles indiquent entre 200 et 250 km, des vents de l'ordre de 100-200 m $s^{-1}$, en bon accord avec le modèle.

La superrotation est clairement expliquée dans le modèle par le transport vers le haut de moment cinétique par la circulation méridienne moyenne. Cette même circulation méridienne est responsable de la création d'un jet d'ouest intense, dans les hautes latitudes hivernales. De l'instabilité de ce jet, découlent des ondes planétaires qui transportent le moment cinétique vers l'équateur, permettant ainsi de boucler le bilan de moment cinétique, suivant le processus de Gierasch-Rossow.

La circulation méridienne, couplée à la microphysique, permet également d'expliquer la présence d'une couche de brume isolée, dans la zone de formation, où les particules sont soufflées vers les pôles où elles s'accumulent et sédimentent avant d'être redistribuées plus bas sur l'ensemble de la planète. Le refroidissement infrarouge, dans la nuit polaire, contribue autant que les variations d'ensoleillement au forçage de la circulation méridienne dans la stratosphère de Titan. La prise en compte de cette composante est essentielle si on veut reproduire les gradients latitudinaux de température observés par Voyager.

L'enrichissement polaire simulé dans la stratosphère moyenne, causé par la subsidence d'air provenant des régions sources de la photochimie, dans la haute stratosphère, est également en très bon accord avec les observations. Pour la plupart des espèces, ce contraste n'a que peu à voir avec la chimie elle-même. Il est dû au contraste entre cet air enrichi dans la subsidence polaire et l'air clair montant de la basse troposphère, où la plupart des espèces condensent. L'amplitude de ce contraste est contrôlé par la compétition entre l'advection verticale qui crée le contraste, et le mélange latitudinal soit par la circulation méridienne moyenne, soit par les ondes planétaires, paramétrisées dans le modèle.

Le bon accord en ce qui concerne la composition, est une des indications les plus directes du fait que les mécanismes dynamiques impliqués dans la création de la superrotation (circulation méridienne moyenne et ondes planétaires), sont bien à l'œuvre sur Titan. En particulier, l'enrichissement polaire reste à l'heure actuelle la contrainte observationnelle la plus directe sur l'existence des cellules de Hadley.

En observant la composition, nous voyons donc que Cassini devrait nous donner beaucoup de contraintes sur la dynamique en jeu dans la stratosphère de Titan.

Cette situation présente certaines similitudes avec des études concernant les contrastes d'humidité dans la troposphère terrestre. Pour l'humidité, la source est en surface et la valeur à saturation diminue à mesure qu'on monte vers la tropopause. En absence de mélange, l'humidité spécifique d'une particule d'air est déterminée simplement par l'humidité à saturation la plus faible rencontrée le long de son histoire passée (plus ou moins le point le plus froid le long de la rétro-trajectoire). Là aussi, l'observation d'une espèce condensant (la vapeur d'eau) a été utilisée pour contraindre la dynamique atmosphérique. (e. g. Pierrehumbert et Roca, 1998).

On ne sait pas encore si Cassini réussira à suivre des nuages pour déterminer des vents. Il est clair en revanche que l'observation de la composition foisonnera d'informations directes ou indirectes sur la dynamique atmosphérique, et nous permettra de valider plus finement ce modèle que nous continuerons à développer.

On voit aussi qu'une mission plus longue que les 4 ans nominaux permettrait d'apprendre beaucoup de choses sur cette machine complexe qu'est le climat de Titan, notamment par exemple si on peut observer la bascule des saisons, juste après l'équinoxe de printemps.

# Chapitre 6

# Conclusions et perspectives

Chaque chapitre étant doté de sa petite conclusion particulière, il s'agit avant tout ici d'essayer de tirer des enseignements et des lignes de convergence des différentes études d'une part et d'autre part de mentionner quelques-uns des sujets qui pourraient être développés à partir de là.

## 6.1 Quelques enseignements

### 6.1.1 Décomposition et paramétrisation du transport

Une grande partie des résultats et développements présentés dans ce document s'appuie sur l'équation d'advection des traceurs et sa mise en œuvre dans des modèles numériques.

Dans ces modèles numériques, seule une partie de l'écoulement atmosphérique est représentée explicitement. C'est le cas de la "grande échelle" des modèles de climat, de la circulation méridienne moyenne dans le modèle bidimensionnel latitude-altitude de Titan ou des structures méso-échelles de la couche limite convective pour les simulations des grands tourbillons. Les autres composantes, à savoir le transport turbulent ou convectif dans les modèles de climat, le transport latitudinal par les ondes dans le modèle axi-symétrique de Titan ou le mélange sous-maille dans les simulations des grands tourbillons doivent être paramétrisés.

Pour la modélisation numérique du transport par la composante résolue de l'écoulement, j'ai souligné qu'il était important d'utiliser des schémas numériques dont les comportements physiques respectent certaines propriétés importantes comme la conservation de la quantité totale de traceur, une faible diffusivité, la positivité ou plus fondamentalement la non création d'extrema locaux et la non amplification des extrema existants. Ces propriétés sont importantes à la fois pour le bon comportement numérique des schémas, pour le couplage avec d'autres composantes du système (il est par exemple difficile de calculer le transfert radiatif au travers d'un constituant de concentration négative) et pour l'interprétation que l'on peut faire des résultats des simulations numériques.

Dans le cadre de la modélisation du climat, où l'on essaie de comprendre les phénomènes en jeu et de prédire leur réalisation sur d'autres planètes ou dans le cadre d'un possible changement du climat, il est important que les paramétrisations développées pour représenter les mouvements non résolus reposent sur des images physiques, comme la diffusion par des petits mouvements aléatoires ou le transport par une cellule ou par un spectre d'ascendances pour les modèles en flux de masse. Les paramétrisations développées doivent ensuite être validées et éventuellement ajustées à partir d'observations.

Une approche traditionnelle pour les modèles de circulation générale atmosphérique consistait à modifier une paramétrisation et à tester l'impact sur des simulations climatiques longues, en termes statistiques. La limitation principale de cette approche tient dans le fait que le climat simulé par le modèle relève d'un jeu subtile entre différentes paramétrisations. Dans un modèle climatique "bien réglé", l'introduction d'une nouvelle paramétrisation commence souvent par dégrader les résultats en rompant cette harmonie. De plus, en cas de désaccord entre modèle et observation, il est souvent difficile d'attribuer la responsabilité du désaccord à telle ou telle partie du modèle.

Il est donc important de trouver un moyen de valider les dites paramétrisations de façon isolée. Une approche, largement développée au cours des dix dernières années dans la communauté dans le cadre de grands projets comme EUROCS, consiste à réaliser des simulations de "cas tests" avec des modèles numériques résolvant explicitement les écoulements qu'on cherche à paramétriser. On peut alors, pour tester la paramétrisation, utiliser le forçage exact utilisé pour le modèle explicite. Cette approche a souvent été utilisée à partir de campagnes de terrain pour lesquelles on effectuait une simulations a méso-échelle aussi proche que possible des données observées ce qui rajoutait au système des contraintes observationnelles. On peut aussi effectuer des simulations explicites de cas plus "académiques" ce qui permet de faire varier à loisir les valeurs des paramètres de forçage. On a illustré ici cette approche dans deux cas. C'est d'abord le modèle du thermique qui a été validé par rapport à une batterie de simulations des grands tourbillons effectuées pour toute une gamme de forçages thermiques et mécaniques de la turbulence. La bonne réponse aux variations des paramètres du forçage est sûrement un des arguments positifs les plus importants en faveur de cette nouvelle paramétrisation. C'est d'autre part la paramétrisation des ondes planétaires sur Titan pour lesquelles David Luz a effectué une batterie de simulations de référence avec un modèle des équations en eau peu profonde, forcé par un rappel vers un profil de vent.

On met en avant ici une approche intermédiaire et complémentaire des deux autres : l'utilisation d'un modèle régionalisé et guidé en combinaison avec des mesures continues. Cette approche légère permet de valider le comportement du modèle complet de façon relativement fine et en isolant des cas pour lesquels telle ou telle paramétrisation va être davantage impliquée. Cet outil est de plus en plus utilisé pour le développement et la validation des paramétrisations du modèle LMDZ, notamment autour du site d'observation de l'IPSL, le SIRTA. La mise en œuvre des simulations est automatique.[1] L'analyse peut en revanche s'avérer plus subtile car les différences entre modèle et observations peuvent à nouveau venir de toutes les paramétrisations du modèle de climat ainsi que d'erreurs dans les analyses. Il faudra donc, suivant les cas, développer des outils pour sélectionner des cas pertinents pour le problème étudié.

Le fait de décomposer le transport entre différentes composantes est bien sûr une facilité pratique pour la simulation numérique. C'est aussi une façon de découper le problème physique en sous composantes interagissant entre elles ce qui permet d'accéder à une compréhension des processus contrôlant par exemple la distribution des constituants atmosphériques. L'analyse des simulations de Titan concernant la composition chimique de la stratosphère a été grandement facilitée par la décomposition de la modélisation entre circulation méridienne et transport latitudinal par les ondes. Ce découpage a facilité la quantification de l'importance relative de ces différentes composantes dans le contrôle notamment de l'enrichissement polaire.

[1]Une chaîne opérationnelle utilisant la grille zoomée présentée dans la Section 3.6 tourne en fait depuis 6 mois. Pour ces simulations, on rapatrie automatiquement tous les matins les dernières analyses et prévisions du centre de prévision américain (NCEP) et on effectue des simulations guidées pour les jours J, J+1 et J+2.

### 6.1.2 Des traceurs du transport atmosphérique

L'introduction des traceurs dans les modèles de circulation est souvent motivée par l'étude de la composition de l'atmosphère, et, en particulier dans les modèles de circulation générale atmosphérique, par l'étude des couplages entre cette composition et le climat.

En retour, on apprend beaucoup sur l'écoulement à partir de l'analyse de ces traceurs qui peuvent être utilisés pour affiner notre compréhension des processus atmosphériques et valider les algorithmes de transport ou la représentation de la circulation atmosphérique. C'est particulièrement clair dans l'étude sur Titan où les contrastes latitudinaux de composition apparaissent finalement comme les meilleurs indicateurs de l'existence des grandes cellules de Hadley équateur pôle. Dans le même ordre d'idées, le rétro-transport est aussi un outil qui peut s'avérer extrêmement utile pour l'analyse des processus physiques de l'atmosphère.

Pour la validation des paramétrisations du transport turbulent ou convectif, on tombe malheureusement sur certains écueils. Comme on l'a vu ici les données sont souvent insuffisantes pour arbitrer entre deux paramétrisations, même quand les concentrations sont très sensibles à la paramétrisation du transport, comme dans les cas montrés sur la Fig. 2.19 pour la convection profonde ou la Fig. 3.39 pour la couche limite. Même avec des mesures suffisantes, reste le problème du jeu entre différentes paramétrisations ajustées entre elles ainsi que les incertitudes sur les sources et les processus physico-chimiques spécifiques de chaque espèce. Même dans le cas a priori particulièrement simple du radon, certaines incertitudes sur la répartition géographique des sources (on pense qu'elles peuvent varier d'un tiers environ régionalement) ou leur sensibilité au contenu en eau du sol sont une limitation. Une condition minimum pour une exploitation réelle des mesures de concentration semble être de disposer simultanément de mesures météorologiques.

Il faudrait sans doute aussi systématiser l'inclusion de traceurs avec des protocoles bien établis dans les simulations des grands tourbillons utilisées pour valider les paramétrisations des modèles de climat. C'est ce qu'avait commencé à faire Ayotte et al. (1996) dans leurs simulations de convection de couche limite. C'est une approche que nous comptons également promouvoir avec Jean-Yves Grandpeix et des collègues toulousains dans le cadre du volet modélisation du programme AMMA d'étude de la mousson africaine.

## 6.2 Et après

### 6.2.1 Couplage couche limite, convection nuages

Les modèles de circulation générale atmosphérique ont été développés dans les années 70, principalement pour les besoins de la prévision météorologique. Depuis lors, ils se sont enrichis petit à petit pour devenir au cours des années 90 des outils essentiels de l'étude du système climatique. Les "modèles intégrés du climat" , incluant océan, biosphère et parfois chimie, sont utilisés en particulier pour étudier les évolutions futures du climat sous l'effet des perturbations induites par l'activité de l'homme. Le modèle de circulation du LMD, LMDZ, est par exemple la composante atmosphérique du modèle intégré de l'IPSL utilisé actuellement pour réaliser des simulations de la période 1850-2100 pour le prochain rapport du GIEC.

Le fait que ces modèles soient utilisés pour prédire des modifications du climat implique que les paramétrisations soient le plus possible basées sur une approche physique plutôt que sur des lois empiriques ajustées sur des observations actuelles. En outre, l'inclusion de nouvelles composantes fait peser un poids important sur le degré de réalisme du modèle atmosphérique. Le couplage avec l'océan nécessite par exemple d'avoir, en plus d'une bonne représentation de l'état de l'atmosphère, une représentation correcte des flux radiatifs (donc des nuages) et turbulents en surface. Le couplage avec la chimie nécessite qu'on soit capable de représenter correctement le transport vertical dans les colonnes convectives par exemple, etc ... Dans la plupart des cas, les paramétrisations des processus turbulents, convectifs et nuageux sont les points cruciaux.

En même temps, la mise en œuvre systématique d'instruments de télédétection passive et active (Radar et Lidar), sur des sites d'observation comme le SIRTA ou dans l'espace, vient fournir une description de plus en plus fine des processus dynamiques et microphysiques de la couche limite atmosphérique et des nuages.

Ce double contexte a donné un nouvel élan au développement des paramétrisations au LMD. Pour la représentation de la convection nuageuse, c'est d'une part le schéma en flux de masse de Kerry Emanuel qui a été adopté pour la convection profonde. Cette paramétrisation a connu différentes améliorations significatives au LMD, concernant par exemple la description du mélange entre colonne convective et environnement (Grandpeix et al., 2004). Plus récemment, Jean-Yves Grandpeix et Jean-Philippe Lafore (CNRM) ont développé une paramétrisation des poches froides créées sous les descentes précipitantes orageuses, et qui jouent un rôle moteur dans l'organisation et la propagation des orages. En parallèle, nous avons développé, pour la couche limite, le modèle du thermique présenté dans le Chapitre 3.

L'enjeu pour les prochaines années est de développer un nouveau bloc de paramétrisation couche-limite/convection/nuages pour le modèle de climat du LMD. Avec ce nouveau modèle, on espère s'attaquer en particulier à l'épineuse question de la représentation du cycle diurne dans les modèles de climat. De nombreux systèmes nuageux présentent en effet des cycle diurnes marqués, souvent mal représentés dans les modèles de climat. C'est le cas par exemple de la dissipation des brumes matinales – sous l'effet du brassage vertical de l'air humide de la couche limite nocturne par les panaches thermiques de la couche limite convective – ou de l'apparition de cumulus de couche limite l'après-midi après une matinée bien ensoleillée.

Avec Jean-Yves Grandpeix, nous pensons également pouvoir nous attaquer à la représentation du cycle diurne de la convection précipitante sur les continents. Alors que les orages ont leur maximum généralement en soirée ou en début de nuit sur les continents, les modèles tendent systématiquement à les prédire en phase avec le cycle diurne, en tout début d'après-midi. C'est ce qui est illustré sur la Fig. 6.1. Les courbes sur cette figures représentent la précipitation obtenue lors de simulations d'un cas de cycle diurne de la convection autour du site d'observation ARM dans les grandes plaines américaines. Dans les simulations à méso-échelle (les modèles utilisent ici des résolutions kilométriques et résolvent donc uniquement les nuages convectifs mais pas les structures de la couche limite) en accord avec les observations, le maximum du cycle diurne a lieu dans la soirée. Les versions unicolonnes des modèles de circulation générale, forcés avec les même champs que les modèles méso-échelles, produisent un cycle diurne en phase avec l'ensoleillement. Les schémas du bas présentent l'évolution des nuages associés au cours de la journée. On espère, avec le modèle du thermique, pouvoir simuler la phase de petits cumulus en début de journée et pouvoir prédire le déclenchement de la convection profonde plus tard dans la journée. La prise en compte de l'auto-entretien de la convection par les poches froides devrait permettre de retarder l'arrêt de la convection en fin de journée.

Le site instrumenté de l'IPSL (SIRTA) pour les moyennes latitudes et la campagne AMMA d'étude Multi-échelle de la mousson en Afrique de l'Ouest pour les tropiques devraient fournir des cadres particulièrement pertinents pour ce travail sur le cycle diurne des nuages continentaux.

La paramétrisation nuageuse, pour être adoptée dans le modèle de climat, devra également être capable de traiter des nuages très différents, comme les strato-cumulus des régions de subsidence sur les bords Est des océans tropicaux. La transition entre strato-cumulus et cumulus d'alizés pourrait

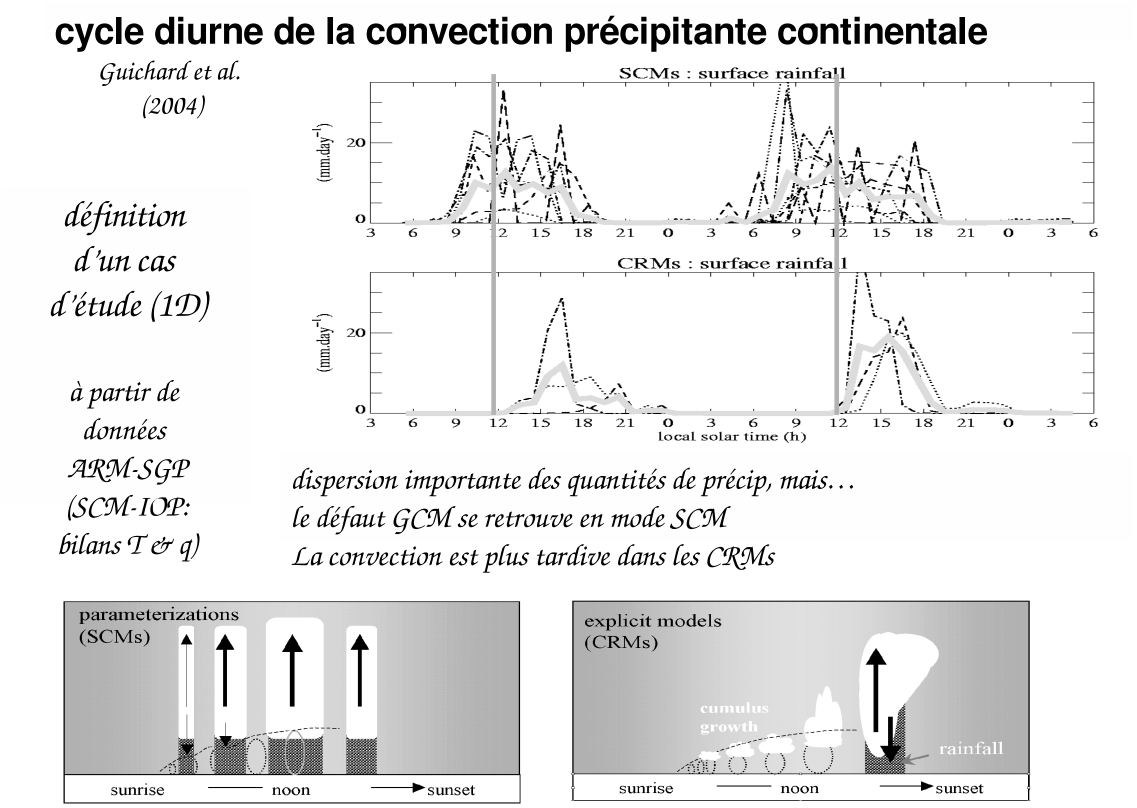


FIG. 6.1 – Simulation d'un cas de fort cycle diurne de la convection observé au site ARM, dans les grandes plaines de l'Oklaoma. Les courbes montrent l'évolution simulée de la précipitation, en haut avec des modèles méso-échelle et en dessous avec des modèles de climat unicolonnes. Les schémas du bas illustrent le développement typique des nuages convectifs dans les deux types de modèles. Source : Françoise Guichard.

nécessiter de sophistiquer d'avantage le schéma, en introduisant par exemple un compartiment supplémentaire de descente dans le modèle du thermique pour rendre compte de la possible importance dans l'organisation nuageuse des subsidences associées à l'instabilité d'entraînement en sommet de nuages.

Le nouveau jeu de paramétrisation, incluant un calcul pronostic de l'énergie turbulente de petite échelle, une représentation explicite des structures méso-échelles de la couche limite ainsi qu'une représentation des fronts de rafales sous les systèmes convectifs devrait également permettre de proposer des paramétrisations plus physiques, à la fois des flux thermodynamiques et des tensions de vents sur les océans (cf e. g. Redelsperger et al., 2000) et du soulèvement des poussières sur les déserts terrestres ou martiens. Là encore, AMMA devrait être un cadre privilégié d'étude. On montre pour illustration sur la Fig. 6.2 une photo très spectaculaire d'un matelas de poussière soulevé par un front de rafales sous une ligne de grains (photo prise au Mali par Françoise Guichard et Laurent Kergoat) et, sur la Fig. 6.3, une tempête de poussière régionale sur Mars.


FIG. 6.2 – Poussière soulevée par un front de rafales sous une ligne de grains au Mali.

### 6.2.2 Planètes et climats

Beaucoup d'études vont encore être menées dans le futur avec le modèle climatique de Titan ; certaines pour répondre à des questions en suspend (cf. la conclusion du Chapitre 5) et d'autres pour répondre à des questions que ne manqueront pas de soulever les résultats de la mission Cassini-Huygens. En parallèle, un modèle est en cours de développement pour Vénus, en lien avec la mission Venus-Express qui devrait partir prochainement.

La problématique que nous comptons aborder sur Vénus a beaucoup en commun avec celle développée sur Titan ces dernières années. D'abord, une des motivations sera de documenter et d'étudier dans le détail la superrotation atmosphérique. Venus-Express étant en orbite autour de la planète, on peut espérer obtenir plus d'information sur la structure thermique et dynamique de cette atmosphère que sur Titan (où l'on espère disposer quand même de quelques dizaines de survols par Cassini et des résultats de la descente de Huygens).

Avec ses 90 bars de CO2, son effet de serre exceptionnel, ses nuages d'acide sulfurique, son atmosphère en superrotation (l'atmosphère, au niveau du sommet des nuages vers 70 km, tourne 50 à 60 fois plus vite que la surface), Vénus est un objet particulièrement captivant pour qui s'intéresse à la dynamique et à la physique des atmosphères. Après une période d'exploration intensive dans les années 70 notamment, Vénus est un peu tombée dans l'oubli, cédant le pas à Mars et laissant un grand nombre de questions en suspend.

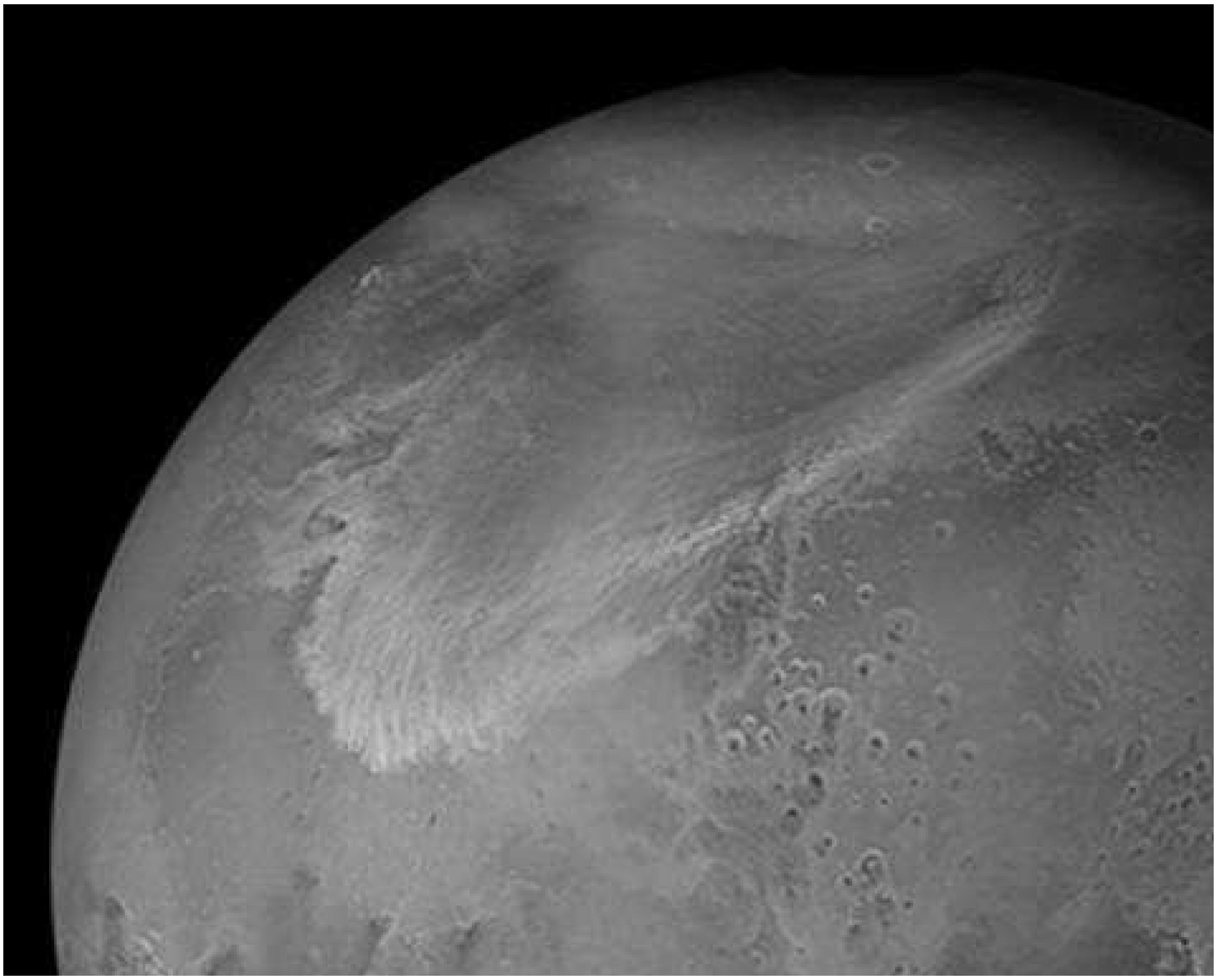

FIG. 6.3 – Photo d'une tempête régionale de poussière sur Mars.

Or, à la fin des années 80, après les dernières missions dédiées à son atmosphère, les chercheurs se sont aperçus qu'on pouvait sonder du côté nuit l'atmosphère profonde de Vénus, sous le voile de nuages, à travers des fenêtres de transparence dans le proche infrarouge (une histoire qui rappelle là aussi Titan). Le survol par les missions Galileo et Cassini a permis pour la première fois de cartographier à haute résolution spatiale cette émission du côté nuit avec les spectro-imageurs NIMS et VIMS. Cette émission est en fait très variable spatialement, les régions sombres étant associées à des régions plus nuageuses.

Rien que pendant ces survols, les observations successives ont permis de déduire des vents à partir du suivi des structures nuageuses. Ces observations semblent également indiquer une variation latitudinale de la quantité de monoxyde de carbone vers 30 km d'altitude.

Venus-Express, en mettant en orbite un spectromètre (PFS) et un spectro imageur (VIRTIS) capables de cartographier l'émission dans ces fenêtres spectrales, offre donc une occasion unique de contraindre la dynamique atmosphérique et d'apporter en particulier des éléments clefs pour notre compréhension du phénomène de superrotation atmosphérique.

Comme pour Titan, aucun élément tangible ne permet en effet d'affirmer que le mécanisme de Gierasch, responsable de la superrotation dans le modèle, est bien à l'œuvre dans l'atmosphère de Vénus. L'atmosphère de Vénus est-elle dominée par de grandes cellules de Hadley ? Les ondes planétaires transportent-elles le moment cinétique vers l'équateur ? Quelle est l'importance des mélanges verticaux turbulents ou convectifs ? Autant de questions auxquelles la mission Venus-Express devrait permettre de nous apporter des éléments de réponse tout à fait nouveaux.

Surtout, la plupart des observations disponibles jusque-là concernait la couche externe des nuages, très particulière parce que c'est celle qui bloque l'essentiel du rayonnement solaire. Grâce à Venus-Express, nous aurons donc accès à des données déterminantes pour la circulation, en-dessous de cette couche "superficielle". Le suivi des nuages du côté nuit devrait permettre de contraindre le vent zonal moyen et sa variabilité, la circulation méridienne, et, on espère aussi les ondes transitoires. Les observations de la composition vers 30 km (CO, OCS, H2O, D/H, SO2), si elles font apparaître des variations latitudinales des constituants, devraient également pouvoir être interprétées, comme pour Titan, en termes de circulation méridienne moyenne, sous réserve que soient développés des modèles de chimie transport appropriés.

J'espère aussi pouvoir revenir dans les années qui viennent sur une version du modèle développée lors de ma thèse et rapidement évoquée dans le chapitre sur Titan : le modèle à 19 paramètres. Ce modèle était d'ailleurs au cœur de mon projet de recherche pour le CNRS, avant que je me laisse avaler par la modélisation terrestre et le transport des espèces traces. Si je n'ai pas réalisé ce programme, c'est avant tout histoire de temps et d'arbitrage. Mais il est vrai aussi que l'utilisation sur des planètes sans eau de paramétrisations de la couche limite aussi peu physiques que celles dont nous disposions à l'époque (sur une planète sans eau, les ajustement convectifs et autres termes de contre-gradients jouent à plein) me posait problème. Le modèle du thermique vient donc compléter ce modèle en un modèle cohérent et physique d'une atmosphère planétaire sans changement de phase.

Je suis convaincu qu'un tel modèle peut s'avérer extrêmement utile, y compris dans le cadre de l'étude du changement climatique sur Terre. Il est important en effet, en parallèle de la modélisation lourde (dite intégrée) du climat terrestre – sur laquelle nous continuerons à travailler à l'IPSL – de développer des approches simplifiées qui permettent de décortiquer les mécanismes en jeu et d'avancer dans notre compréhension du système climatique. La modélisation idéalisée à 19 paramètres ainsi peut-être que la modélisation bidimensionnelle du climat (comme on l'a menée sur Titan et comme certains la développent actuellement au CNRM où à l'université de Chicago) sont des voix que je compte également explorer dans cette perspective.

# Annexe A

# Lexique (jargon et acronymes)

Analyses météorologiques : champs météoriques produits par les centres de prévision météorologique. Ces champs sont en général obtenus en corrigeant un modèle de prévision avec des observations (assimilation). L'analyse est ensuite utilisée comme état initial d'une simulation de prévision.

ASE : Agence Spatiale Européenne.

ARM : Atmospheric Radiation Measurement Program, avec notamment un grand site d'observation dans les grandes plaines de l'Oklaoma.

CAPE : Convective Available Potential Energy (énérgie potentielle disponible pour la convection).

CEA : Comissariat à l'Energie Atomique.

CESR : Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, Observatoire Midi-Pyrénées, Toulouse.

CNES : Centre National de d'Etudes Spatiales.

CNRM : Centre National de Recherches Météorologiques, Meteo-France, Toulouse.

CNRS : Centre National de la Recherche Scientifique.

ECMWF : European Centre for Medium-Range Weather Forecasts. Ou le Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme.

ERA40 : le dernier jeu de réanalyses du ECMWF portant sur la période 1957–2001 (le 40 faisant référence au nombre d'années).

ESQUIF : le programme d'Etude et Simulation de la QUalité de l'air en Ile de France s'est déroulé sur deux ans et avait pour but de documenter les processus et chimiques conduisant à des pics de pollutions dans cette région.

EUROCS : EUROpean Cloud Systems, un programme du 5e PCRD.

**GIEC :** le Groupe d'Experts Intergouvernemental sur l'Evolution du Climat est une organisation qui a été mise en place en 1988, à la demande du G7 (groupe des 7 pays les plus riches : USA, Japon, Allemagne, France, Grande Bretagne, Canada, Italie), par l'Organisation Météorologique Mondiale et par le Programme pour l'Environnement des Nations Unies. Son appellation anglaise est IPCC : Intergovernmental Panel on Climate Change.

INCA : Module de INtéractif pour la Chimie et les Aérosols développé par Didier Hauglustaine (LSCE) pour être couplé à LMDZ.

IPSL : l'Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL) est une fédération de 6 laboratoires de recherche de la région parisienne concernés par les sciences du climat et de l'environnement.

LESIA : Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation Astrophysique. Observatoire de Paris-Meudon.

LGGE : Laboratoire de Glaciologie et de Géophysique de l'Environnement (aucun des G ne se rapporte à Grenoble qui hébèrge pourtant le laboratoire).

LISA : Laboratoire Interuniversitaire des Systèmes Atmosphériques, situé à l'université de Créteil.

LMD : Laboratoire de Météorologie Dynamique, unité mixte de recherche du CNRS qui fait partie de la fédération IPSL.

LMDZ : un modèle numérique globale de la circulation générale atmosphérique. Le nom a été choisi un jour de rigolade en accolant un “Z” pour zoom au nom du laboratoire qui lui donnait naissance. Robert Sadourny était très embêté à l'époque d'utiliser la dernière lettre de l'alphabet avant d'avoir développé une dynamique icosaédrique.

LODYC : Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie, membre de la fédération IPSL.

LOA : Laboratoire d'Optique Atmosphérique, Université de Lille.

LSCE : Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement. Laboratoire du CEA, localisé à l'Orme des Meurisiers et qui fait partie de la fédération IPSL.

MUSCL : pour Monotone Upstream Centered Schemes for Conservative Laws soit en français un schéma monotone, amont et centré pour des lois de conservation. Une autre appélation des schémas de Van Leer (1977).

MINMOD : un cas particulier de limiteur de pente pour le modèle de Van Leer (celui ou on prend le minimum du module des pentes voisines).

NASA : National Aeronautics and Space Administration. L'agence Spatiale états-unienne.

MOZAIC : Programme de mesure systématique de données météorologiques et de certains constituants chimiques par des avions de lignes.

NASA/Ames : Un centre de recherche de la NASA situé à quelques dizaines de kilomètres au sud de San-Fransisco.

NASA/GISS : Goddard Institute for Space Studies. Un laboratoire de la NASA situé à New-York (Columbia University).

NCAR : Le National Center for Atmospheric Research, situé à Boulder, USA.

ORCHIDEE : Le modèle des surfaces continentales de l'IPSL.

ORCALIM : Le modèle d'océan global du LODYCEE, ORCA, couplé au modèle de glace de mer LIM développé à l'Université Catholique de Louvain (Belgique).

Paramétrisation, paramétrer, paramétriser ... : dans le jargon de la modélisation du climat, on appelle paramétrisation la modélisation numérique de processus physiques qu'on n'est pas capable de représenter directement à partir d'équations fondamentales de la physique. On est par exemple obligé de paramétriser ou paramétrer les nuages parce qu'ils ont une dimension et qu'il mettent en jeu des processus d'échelle très inférieure à la maille des modèles de climat.

Ré-analyses : on applique les méthodes permettant de produire au jour le jour les analyses météorologiques mais en reprenant un historique de données et en appliquant des outils homogènes de modélisation et d'assimilation. Bien qu'elles soient entâchées d'erreurs, ses ré-analyses sont de plus en plus souvent utilisées comme des observations de la circulation atmosphérique.

SA : Service d’Aéronomie, laboratoire de recherche de la région parisienne faisant partie de la fédération IPSL.

TICE : Traité d’Interdiction Complète des Essais nucléaires.

# Bibliographie


Abdella, K., et N. McFarlane, 1997 : A new second-order turbulence closure scheme for the planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, **54**, 1850–1867.

Allen, D. J., A. R. Douglass, R. B. Rood, et P. D. Guthrie, 1991 : Application of a monotonic upstream-biased transport scheme to three dimensional constituent transport calculations, *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 2456–2464.

Allison, M., A. D. Del Genio, et W. Zhou, 1994 : Zero potential vorticity envelopes for the zonal-mean velocity of the Venus/Titan atmospheres, *J. Atmos. Sci.*, **51**, 694–702.

Allison, M., D. H. Atkinson, M. K. Bird, et M. G. Tomasko, Titan zonal wind corroboration via the Huygens DISR solar zenith angle measurement, in *ESA SP-544 : Planetary Probe Atmospheric Entry and Descent Trajectory Analysis and Science*, 125–+, February 2004.

Angelats i Coll, M., F. Forget, M. A. López-Valverde, P. L. Read, et S. R. Lewis, 2004 : Upper atmosphere of Mars up to 120 km : Mars Global Surveyor accelerometer data analysis with the LMD general circulation model, *J. Geophys. Res.*, 1011.

Arakawa, R. A., et W. H. Schubert, 1974 : Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large scale environment. part I, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674–701.

Atkinson, B. W., et J. W. Zhang, 1996 : Mesoscale shallow convection in the atmosphere, *Reviews of Geophysics*, **34**, 403–431.

Ayotte, K. W., P. P. Sullivan, A. Andrén, S. C. Doney, A. A. Holtslag, W. G. Large, J. C. McWilliams, C.-N. Moeng, M. J. Otte, J. J. Tribbia, et J. C. Wyngaard, 1996 : An evaluation of neutral and convective planetary boundary-layer parameterizations relative to large eddy simulations, *Boundary-layer Meteorol.*, **79**, 131–175.

Bézard, B., A. Coustenis, et C. P. McKay, 1995 : Titan's stratospheric temperature asymmetry : a radiative origin, *Icarus*, **113**, 267–276.

Bird, M. K., R. Dutta-Roy, M. Heyl, M. Allison, S. W. Asmar, W. M. Folkner, R. A. Preston, D. H. Atkinson, P. Edenhofer, D. Plettemeier, R. Wohlmuth, L. Iess, et G. L. Tyler, 2002 : The Huygens Doppler Wind Experiment - Titan Winds Derived from Probe Radio Frequency Measurements, *Space Science Reviews*, **104**, 613–640.

Blackadar, A. K., 1962 : The vertical distribution of wind and turbulent exchange in neutral atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **67**, 3095–3102.

Bonazzola, M., *Analyse de la convection et de la circulation atmosphérique de grande échelle pendant la campagne INDOEX*, thèse, Université Paris-6, 2001.

Bony, S., et K. A. Emmanuel, 2001 : A parameterization of the cloudiness associated with cumulus convection ; evaluation using TOGA COARE data, *J. Atmos. Sci.*, **58**, 3158–3183.

Bopp, L., O. Boucher, O. Aumont, S. Belviso, J.-L. Dufresne, M. Pham, et P. Monfray, 2004 : Will marine dimethylsulphide emissions alleviate global warming ? a model study, *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences*, **61(5)**, 826–835.

Boucher, O., C. Moulin, S. Belviso, O. Aumont, L. Bopp, E. Cosme, R. von Kuhlmann, M. Lawrence, M. Pham, M. S. Reddy, J. Sciare, et C. Venkataraman, 2003 : Sensitivity study of the dms atmospheric concentrations and the sulfate aerosol indirect radiative forcing to the DMS source representation, *Atmos. Chem. Phys.*, **3**, 49–65.

Boucher, O., et M. Pham, 2002 : History of sulfate aerosol radiative forcings, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 22–1.

Bougeault, P., et P. Lacarrere, 1989 : Parameterization of orography induced turbulence in a mesobeta-scale model, *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1872–1890.

Bousquet, P., et P. Peylin, 2000 : Regional changes in carbon dioxide fluxes of land and ocean since 1980, *Science*, **290**, 1342–1345.

Brost, R. A., et J. C. Wyngaard, 1978 : A model study of the stably stratified planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, 1427–1440.

Brown, M. E., A. H. Bouchez, et C. Griffith, 2002 : Direct detection of variable tropospheric clouds near titan's south pole, *Nature*, **420**, 795–797.

Brown, R. A., 1972 : On the Inflection Point Instability of a Stratified Ekman Boundary Layer., *J. Atmos. Sci.*, **29**, 850–859.

Brown, R. A., 1980 : Longitudinal instabilities and secondary flows in the planetary boundary layer : A review., *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**, 638–697.

Businger, J. A., J. C. Wyngaard, Y. Izumi, et E. F. Bradley, 1971 : Flux-pofiles relationships in the atmospheric surface layer, *J. Atmos. Sci.*, 181–189.

Cabane, M., E. Chassefière, et G. Israel, 1992 : Formation and growth of photochemical aerosols in Titan's atmosphere, *Icarus*, **96**, 176–189.

Cabane, M., P. Rannou, E. Chassefière, et G. Israel, 1993 : Fractal aggregates in Titan's atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **41**, 257–267.

Carpenter, R. L., K. K. Droegemeier, P. R. Woodward, et C. E. Hane, 1990 : Application of the piecewise parabolic method (PPM) to meteorological modeling, *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 586–612.

Carrigan, C. R., R. A. Heinle, G. B. Hudson, J. J. Nitao, et J. J. Zucca, 1996 : Trace gas emissions on geological faults as indicators of underground nuclear testing, *Nature*, **382**, 528–531.

Cherkaoui, M., J. Dufresne, R. Fournier, J. Grandpeix, et A. Lahellec, 1996 : Monte-carlo simulation of radiation in gases with a narrow-band model and a net-exchange formulation, *ASME Journal of Heat Transfer*, **118**, 401–407.

Chiapello, I., G. Bergametti, B. Chatenet, P. Bousquet, F. Dulac, et E. Santos Soares, 1997 : Origins of african dust transported over the northeastern tropical atlantic, *J. Geophys. Res.*, **102**, 13,701–13,709.

Colella, P., et P. R. Woodward, 1984 : The piecewise parabolic method (PPM) for gaz-dynamical simulations, *J. Computational Phys.*, **54**, 174–201.

Coll, P., D. Coscia, S. Smith, M.-C. Gazeau, S. I. Ramirez, G. Cernogora, G. Israël, et F. Raulin, 1999 : Experimental laboratory simulation of Titan's atmosphere : Aerosols and gas phase, *Planet. Space Sci.*, **47**, 1331–1340.

Cosme, E., C. Genthon, P. Martinerie, O. Boucher, et M. Pham, 2002 : The sulfur cycle at high-southern latitudes in the LMD-ZT General Circulation Model, *J. Geophys. Res.*, **107(D23), 4690**.

Cosme, E., F. Hourdin, C. Genthon, et P. Martinerie, The origin of dimethylsulfide (DMS), non-sea-salt sulfate, and methanesulfonic acid (MSA) in eastern antarctica, 2004.

Courtier, P., et O. Talagrand, 1987 : Variational assimilation of meteorological observations with the adjoint vorticity equation. II : Numerical results, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 1329–1347.

Coustenis, A., B. Bézard, et D. Gautier, 1989 : Titan's atmosphere from Voyager infrared observations.I. The gas composition of Titan's equatorial region, *Icarus*, **80**, 54–76.

Coustenis, A., et B. Bézard, 1995 : Titan's atmosphere from Voyager infrared observations : IV latitudinal variations of temperature and composition, *Icarus*, **115**, 126–140.

Couvreux, F., F. Guichard, J.-L. Redelsperger, C. Flamant, V. Masson, C. Kiemle, et J.-P. Lafore, Water vapour variability within a convective boudary layer assessed by large eddy simulations and IHOP observations, 2004.

Cressman, G. P., 1959 : An operational objective analysis system, *Mon. Wea. Rev.*, **87**, 367–374.

De Geer, L.-E., 1996 : Sniffing out clandestine tests, *Nature*, **382**, 491–492.

Deardorff, J. W., 1966 : The counter-gradient heat-flux in the lower atmosphere and in the laboratory, *J. Atmos. Sci.*, **23**, 503–506.

Deardorff, J. W., 1970 : Convective velocity and temperature scales for the unstable planetary boundary layer and for Rayleigh convection, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1211–1213.

Deardorff, J. W., 1972*a* : Parameterization of the boundary layer for use in general circulation models, *Mon. Wea. Rev.*, **77**, 93–106.

Deardorff, J. W., 1972*b* : Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux, *J. Geophys. Res.*, **77**, 5900–5904.

Del Genio, A. D., W. Zhou, et T. P. Eichler, 1993 : Equatorial superrotation in a slowly rotating GCM : implications for Titan and Venus, *Icarus*, **101**, 1–17.

Del Genio, A., et R. J. Suozzo, 1987 : A comparative study of rapidly rotating dynamical regimes in a terrestrial general circulation model, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 973–986.

Dufresne, J.-L., L. Fairhead, H. Le Treut, M. Berthelot, L. Bopp, P. Ciais, P. Friedlingstein, et P. Monfray, 2002 : On the magnitude of positive feedback between future climate change and the carbon cycle, *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 43–1.

Dufresnes, J.-L., R. Fournier, C. Hourdin, et F. Hourdin, Net exchange reformulation of radiative transfer in the $CO_2$ $15\mu$m band on mars, J. of Atmos. Sci., in press, 2004.

Ebert, E. E., U. Schumann, et R. B. Stull, 1989 : Non local turbulent mixing in the convective boundary layer evaluated from Large-Eddy Simulation, *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2178–2207.

Edouard, S., B. Legras, et V. Zeitlin, 1996 : The effect of dynamical mixing in a simple model of the ozone hole, *J. Geophys. Res.*, **101**, 16771–16779.

Edouard, S., *Dynamique et chimie du vortex polaire : le problème de l'ozone*, Thèse, Université Paris-6, 1997.

Emanuel, K. A., 1991 : A scheme for representing cumulus convection in large-scale models, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2313–2335.

Flasar, F. M., R. E. Samuelson, et B. J. Conrath, 1981 : Titan's atmosphere : temperature and dynamics, *Nature*, **292**, 693–698.

Flasar, F. M., et B. J. Conrath, 1990 : Titan's stratospheric temperatures : A case for dynamical inertia ?, *Icarus*, **85**, 346–354.

Flasar, F. M., 1998 : The composition of Titan's atmosphere : a meteorological perspective, *Planet. Space Sci.*, **46**, 1109–1124.

Flesch, T. K., J. D. Wilson, et E. Yee, 1995 : Backward-time lagrangian stochastic dispersion models and their application to estimate gaseous emissions, *J. Appl. Met.*, **34**, 1320–1333.

Forget, F., F. Hourdin, et O. Talagrand, 1998 : $CO_2$ snow fall on Mars : Simulation with a general circulation model, *Icarus*, **131**, 302–316.

Fouquart, Y., et B. Bonnel, 1980 : Computations of solar heating of the Earth's atmosphere : A new parametrization, *Contrib. Atmos. Phys.*, **53**, 35–62.

From, J. E., 1968 : A method for reducing dispersion in convective difference schemes, *J. Computational Phys.*, **3**, 176–189.

Fulchignoni, M., F. Ferri, F. Angrilli, A. Bar-Nun, M. A. Barucci, G. Bianchini, W. Borucki, M. Coradini, A. Coustenis, P. Falkner, E. Flamini, R. Grard, M. Hamelin, A. M. Harri, G. W. Leppelmeier, J. J. Lopez-Moreno, J. A. M. McDonnell, C. P. McKay, F. H. Neubauer, A. Pedersen, G. Picardi, V. Pirronello, R. Rodrigo, K. Schwingenschuh, A. Seiff, H. Svedhem, V. Vanzani, et J. Zarnecki, 2002 : The Characterisation of Titan's Atmospheric Physical Properties by the Huygens Atmospheric Structure Instrument (Hasi), *Space Science Reviews*, **104**, 395–431.

Genthon, C., et A. Armengaud, 1995 : Radon 222 as a comparative tracer of transport and mixing in two general circulation models of the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **100**, 2849–2866.

Gierasch, P. J., 1975 : Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1038–1044.

Gilbert, J.-C., et C. Lemaréchal, 1989 : Some numerical experiments with variable-storage quasi-Newton algorithms, *Math. Program.*, **45**, 407–435.

Godunov, S. K., 1959 : Finite-difference methods for the numerical computations of equations of gas dynamics, *Math. Sb.*, **7**, 271–290.

Golitsyn, G. S., 1975 : Another look at atmospheric dynamics on Titan and some of its general consequences, *Icarus*, **24**, 70–75.

Grandpeix, J.-Y., V. Phillips, et R. Tailleux, 2004 : Improved mixing representation in emanuel's convection scheme, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, in press.

Griffith, C., T. Owen, G. Miller, et T. Geballe, 1998 : Transient cloud in titan's lower atmosphere, *Nature*, **395**, 575–578.

Griffith, C., J. H. Hall, et T. Geballe, 2000 : Detection of daily clouds on titan, *Science*, **290**, 509–513.

Gurney, K.R., L. R. M., A. S. Denning, P. J. Rayner, D. Baker, P. Bousquet, L. Bruhwiler, Y. H. Chen, P. Ciais, S. Fan, I. Y. Fung, M. Gloor, M. Heimann, K. Higuchi, J. John, T. Maki, S. Maksyutov, K. Masarie, P. Peylin, M. Prather, B. C. Pak, J. Randerson, J. Sarmiento, S. Taguchi, T. Takahashi, et C. W. Yuen, 2002 : Towards robust regional estimates of annual mean $CO_2$ sources and sinks, *Nature*, **415**, 626–630.

Haas-Laursen, D. E., D. E. Hartley, et R. G. Prinn, 1996 : Optimizing an inverse method to deduce time-varying emissions of trace gases, *J. Geophys. Res.*, **101(D17)**, 26,137–26,160.

Hartman, D. L., 1983 : Barotropic instability of the polar night jet stream, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 817–835.

Hauglustaine, D. A., F. Hourdin, L. Jourdain, M.-A. Filiberti, S. Walters, J.-F. Lamarque, et E. A. Holland, February 2004 : Interactive chemistry in the Laboratoire de Météorologie Dynamique general circulation model : Description and background tropospheric chemistry evaluation, *J. Geophys. Res.*, 4314–+.

Hess, P. G., S. Nanda, et S. J. Flocke, 1996 : Trajectories and related variations in the chemical composition of air for the mauna loa observatory during 1991 and 1992, *J. Geophys. Res.*, **101**, 14,543–14,568.

Högström, U., 1988 : Non-dimensional wind and temperature profiles in the atmospheric surface layer : a re-evaluation, *Boundary-layer Meteorol.*, 55–78.

Hidayat, T., A. Marten, Y. Biraud, et R. Moreno, Study of the Atmosphere of Titan from Millimeter and Submillimeter Observations, in *8th Asian-Pacific Regional Meeting, Volume II*, 9–10, 2002.

Holtslag, A. A. M., E. DeBruijn, et H. Pan, 1990 : A high resolution air mass transformation model for short-range weather forecasting, *Mon. Wea. Rev.*, **118**, 1561–1575.

Holtslag, A. A. M., et B. A. Boville, 1993 : Local versus non-local boundary-layer diffusion in a global climate model, *J. Climate*, **6**, 1825–1842.

Hourdin, F., P. Le Van, O. Talagrand, R. Courtin, D. Gautier, et C. McKay, Numerical simulation of the circulation of the atmosphere of Titan, in *Symposium on Titan*, vol. SP-338, 101–106, ESA, ESA, 1992.

Hourdin, F., P. Le Van, F. Forget, et O. Talagrand, 1993 : Meteorological variability and the annual surface pressure cycle on Mars, *J. Atmos. Sci.*, **50**, 3625–3640.

Hourdin, F., F. Forget, et O. Talagrand, 1995*a* : The sensitivity of the Martian surface pressure to various parameters : A comparison between numerical simulations and Viking observations, *J. Geophys. Res.*, **100**, 5501–5523.

Hourdin, F., O. Talagrand, R. Sadourny, C. Régis, D. Gautier, et C. P. McKay, 1995*b* : General circulation of the atmosphere of Titan, *Icarus*, **117**, 358–374.

Hourdin, F., R. Corutin, D. Gautier, C. P. McKay, P. Rannou, et O. Talagrand, Dynamique de l'atmosphère de titan, in *Actes du 2$^{ème}$ Colloque National de Planétologie de l'INSU, vol 1*, edited by W. Kofman, J. Lilensten, B. Pibaret, et I. Raynaud, 1998.

Hourdin, F., J.-P. Issartel, B. Cabrit, et A. Idelkadi, 1999 : Reciprocity of atmospheric transport of trace species, *CRAS*, **329**, 623–628.

Hourdin, F., F. Couvreux, et L. Menut, 2002 : Parameterisation of the dry convective boundary layer based on a mass flux representation of thermals, *J. Atmos. Sci.*, **59**, 1105–1123.

Hourdin, F., S. Lebonnois, D. Luz, et P. Rannou, Titan's stratospheric composition driven by condensation and dynamics, Icarus, sous press, 2004*a*.

Hourdin, F., I. Musat, L. Fairhead, P. Braconot, J.-Y. Grandpeix, S. Bony, G. Krinner, J.-L. Dufresne, et P. Friedlingstein, Sensitivity of the simulation of tropical rain to the parametrization of convection of surface processes in the lmdz4 climate model, 2004*b*.

Hourdin, F., et A. Armengaud, 1999 : Test of a hierarchy of finite-volume schemes for transport of trace species in an atmospheric general circulation model, *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 822–837.

Hourdin, F., et J.-P. Issartel, 2000 : Sub-surface nuclear tests monitoring through the CTBT xenon network, *Geophys. Res. Lett.*, **27**, 2245–2248.

Hourdin, F., Conservation du moment angulaire dans le modèle de circulation générale du LMD, Note Interne 175, Lab. de Météorol Dyn., Cent. Nat. de la Rech. Sci., Paris, 1992.

Houweling, S., T. Kaminski, F. Dentener, J. Lelieveld, et M. Heinmann, 1999 : Inverse modeling of methane sources and sinks using the adjoint of a global transport model, *J. Geophys. Res.*, **104(D21)**, 26,137–26,160.

Hubbard, W. B. p., 1993 : The occultation of 28 Sgr by Titan, *Astron. Astrophys.*, **269**, 541–563.

Hunt, B. G., 1979 : The influence of the earth's rotation rate on the general circulation of the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1392–1408.

Hutzell, W. T., C. P. McKay, O. B. Toon, et F. Hourdin, 1995 : Simulations of Titan's brightness by a two-dimensional haze model, *Icarus*, **119**, 112–129.

Idelkadi, A., *Validation du transport atmosphérique direct et inverse des espèces traces aux échelles continentales dans un modèle de circulation générale atmosphérique à grille variable*, thèse, Université Paris-6, 2002.

Jacob, D. J., M. J. Prather, P. J. Rasch, R. Shia, Y. J. Balkanski, S. R. Beagley, D. J. Bergmann, W. T. Blackshear, M. Brown, M. Chiba, M. P. Chipperfield, J. de Grandpré, J. E. Dignon, J. Feichter, C. Genthon, W. L. Grose, P. S. Kasibhatla, I. Köhler, M. A. Kritz, K. Law, J. E. Penner, M. Ramonet, C. E. Reeves, D. A. Rotman, D. Z. Stockwell, P. F. J. Van Velthoven, G. Verver, O. Wild, H. Yang, et P. Zimmermann, 1997 : Evaluation and intercomparison of global atmospheric transport models using $^{222}$Rn and other short-lived tracers, *J. Geophys. Res.*, **102**, 5953–5970.

Jacob, D., et M. Prather, 1990 : Radon 222 as a test of convective transport in a general circulation model, *Tellus*, **42**, 118–134.

Jeuken, A. B. M., P. C. Siegmund, H. L. C., J. Feichter, et L. Bengtsson, 1996 : On the potential of assimilating meteorological analyses in a global climate model for the purpose of model validation, *J. Geophys. Res.*, **101**, 939.

Joussaume, S., 1990 : Three-dimensional simulations od the atmospheric cycle of desert dust particles using a general circulation model, *J. Geophys. Res.*, **95**, 1909–1941.

Kaminski, T., M. Heinmann, et R. Giering, 1999*a* : A coarse grid three-dimensinal global inverse model of the atmospheric transport : I Adjoint model and jacobian matrix, *J. Geophys. Res.*, **104**, 18,535–18,553.

Kaminski, T., M. Heinmann, et R. Giering, 1999*b* : A coarse grid three-dimensinal global inverse model of the atmospheric transport : II Inversion of the transport of $CO_2$ in the 1980s, *J. Geophys. Res.*, **104**, 18,555–18,581.

Kasahara, A., Computational aspects of numerical models for weather prediction and climate simulation, in *Methods in computational physics*, edited by J. Chang, vol. 17, 1–66, Academic press, inc., 1977.

Kelvin, L., 1880 : On a disturbing infinity in Lord Rayleigh's solution for waves in a plane vortex stratum, *Nature*, **23**, 45–46.

Kostiuk, T., K. E. Fast, T. A. Livengood, T. Hewagama, J. J. Goldstein, F. Espenak, et D. Buhl, 2001 : Direct measurement of winds on Titan, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 2361–2364.

Krinner, G., et C. Genthon, 2003 : Tropospheric transport of continental tracers towards Antarctica under varying climatic conditions, *Tellus*, **53**, 54–70.

Kuo, H. L., 1949 : Dynamic instability of two-dimensional nondivergent flow in a barotropic atmosphere, *J. Meteor.*, **6**, 105–122.

Laval, K., R. Sadourny, et Y. Serafini, 1981 : Land surface processes in a simplified general circulation model, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **17**, 129–150.

Le Dimet, F.-X., et O. Talagrand, 1986 : Variational algorithms for analysis and assimilation of meteorological observations : theoretical aspects, *Tellus*, **38A**, 97–110.

Le Treut, H., et Z. X. Li, 1991 : Sensitivity of an atmospheric general circulation model to prescribed SST changes : Feedback effects associated with the simulation of cloud optical properties., *Climate Dynamics*, **5**, 175–187.

Lebonnois, S., D. Toublanc, F. Hourdin, et P. Rannou, 2001 : Seasonal variations of titan's atmospheric composition, *Icarus*, **152**, 384–406.

Lebonnois, S., E. Bakes, et C. P. McKay, 2002 : Transition from gaseous compounds to aerosols in Titan's atmosphere, *Icarus*, **159**, 505–517.

Lebonnois, S., E. Bakes, et C. P. McKay, 2003*a* : Atomic and molecular hydrogen budget in Titan's atmosphere, *Icarus*, **161**, 474–485.

Lebonnois, S., F. Hourdin, P. Rannou, D. Luz, et D. Toublanc, 2003*b* : Impact of the seasonal variations of composition on the temperature field of Titan's stratosphere, *Icarus*, **163**, 164–174.

Lefèvre, F., S. Lebonnois, F. Montmessin, et F. Forget, 2004 : Three-dimensional modeling of ozone on mars, *J. Geophys. Res., in press*.

Lellouch, E., A. Coustenis, D. Gautier, F. Raulin, N. Dubouloz, et C. Frère, 1989 : Titan's atmosphere and hypothesized ocean : A reanalysis of Voyager 1 radio-occultation and IRIS 7.7 $\mu$m data., *Icarus*, **79**, 328–349.

LeMone, M. A., 1973 : The structure and dynamics of horizontal roll vorticies in the planetary boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1077–1091.

Lin, S.-J., et R. B. Rood, 1996 : Multi-dimensional flux form semi-lagrangian transport schemes, *Mon. Wea. Rev.*, **124**, 2046–2070.

Lions, J.-L., *Optimal control of systems governed by partial differential equations (translated from the French)*, Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1971.

Luz, D., R. Courtin, D. Gautier, J.-P. Lebreton, T. Approuchaux, F. Ferri, L. Lara, A. Kaufer, et F. Hourdin, 2003*a* : Characterization of the zonal wind flow in the stratosphere of Titan with UVES, *Bull. Am. Ast. Soc.*, **35**, 927.

Luz, D., F. Hourdin, P. Rannou, et S. Lebonnois, 2003*b* : Latitudinal transport by barotropic waves in Titan's stratosphere. II. Results from a coupled dynamics-microphysics-photochemistry GCM, *Icarus*, **166**, 343–358.

Luz, D., et F. Hourdin, 2003 : Latitudinal transport by barotropic waves in Titan's stratosphere. I. General properties from a horizontal shallow-water model, *Icarus*, **166**, 328–342.

Mahowald, N. M., P. J. Rasch, B. E. Eaton, S. Whittlestone, et R. G. Prinn, 1997 : Transport of $^{222}$radon to the remote troposphere using the Model of Atmospheric Transport and Chemistry and assimilated winds from ECMWF and the National Center for Environmental Prediction/NCAR, *J. Geophys. Res.*, **102**, 28,139–28,151.

Marchuk, G. I., *Numerical solution of the problems of dynamics of the atmosphere and the ocean (in Russian)*, Gidrometeoizdat, Leningrad, USSR, 1974.

Marchuk, G. I., *Methods of Numerical Mathematics (translated from the Russian)*, Springer-Verlag, New York, New York, USA, 1982.

Marten, A., T. Hidayat, Y. Biraud, et R. Moreno, 2002 : New Millimeter Heterodyne Observations of Titan : Vertical Distributions of Nitriles HCN, $HC_3N$, $CH_3CN$, and the Isotopic Ratio $^{15}N/^{14}N$ in Its Atmosphere, *Icarus*, **158**, 532–544.

McKay, C. P., J. B. Pollack, et R. Courtin, 1989 : The thermal structure of Titan's atmosphere, *Icarus*, **80**, 23–53.

Mellor, G. L., et T. Yamada, 1974 : A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791–1806.

Mellor, G. L., 1973 : Analytical prediction of the properties of stratified planetary surface layers, *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1061–1069.

Menut, L., R. Vautard, M. Beekmann, et C. Honoré, 2000 : Sensitivity of photochemical pollution using the adjoint of a simplified chemistry-transport model, *J. Geophys. Res.*, **105**, 15379–15402.

Merrill, J. T., 1994 : Isentropic airflow probability analysis, *J. Geophys. Res.*, **99**, 25,8881–25,8889.

Moeng, C., et P. P. Sullivan, 1994 : A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows, *J. Atmos. Sci.*, **51**, 999–1022.

Moeng, C., 1984 : A large-eddy-simulation model for the study of planetary boundary-layer turbulence, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2052–2062.

Montmessin, F., F. Forget, P. Rannou, M. Cabane, et R. M. Haberle, 2004 : Origin and role of water ice clouds in the Martian water cycle as inferred from a general circulation model, *J. Geophys. Res.*, 10004–+.

Morcrette, J. J., L. Smith, et Y. Fouquart, 1986 : Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parametrizations, *Contrib. Atmos. Phys.*, **59**, 455–469.

Morcrette, J., 1991 : Radiation and cloud radiative properties in the European Centre for Medium Range Weather Forecasts forecasting system, *J. Geophys. Res.*, **96**, 9121–9132.

Moreno, R., et A. Marten, 2003 : Measurements of Zonal Winds on Titan from Millimeter Interferometric Observations, *Bull. Am. Ast. Soc.*, **35**, 928.

Penenko, V. V., et N. N. Obraztsov, 1976 : A variational initialization method for the fields of the meteorological elements (English translation), *Soviet Meteorol. Hydrol.*, **11**, 1–11.

Pétron, G., C. Granier, B. Khattatov, J.-F. Lamarque, V. Yudin, J.-F. Müller, et J. Gille, 2002 : Inverse modeling of carbon monoxide surface emissions using climate monitoring and diagnostics laboratory network observations, *J. Geophys. Res.*, **107(D23)**.

Peylin, P., P. J. Rayner, P. Bousquet, C. Carouge, F. Hourdin, P. Heirich, et P. Ciais, Daily $co_2$ flux estimate over europe from continous atmospheric measurements : part i inverse methodology, Global biogeochemical cycles, submitted, 2004.

Pierrehumbert, R. T., et R. Roca, 1998 : Evidence for control of Atlantic subtropical humidity by large-scale advection, *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 4537–4540.

Pleim, J. E., et J. S. Chang, 1992 : A non-local closure model for vertical mixing in the convective boundary layer, *Atmosph. Environ.*, **26A**, 965–981.

Prandtl, L., et O. G. Tietjens, *Applied hydro- and aeromechanics*, Engineering Societies Monographs, Dover Publications, Inc., New-York, 1934.

Prather, M. J., 1986 : Numerical advection by conservation of second order moments, *J. Geophys. Res.*, **91**, 6671–6681.

Preiss, N., et C. Genthon, 1997 : Use of a new database of lead 210 for global aerosol model validation, *J. Geophys. Res.*, **102**, 25347–25358.

Pudykiewicz, J. A., 1998 : Application of adjoint tracer transport equations for evaluating source parameters, *Atmos. Environ.*, **32**, 3039–3050.

Quaas, J., O. Boucher, et F.-M. Bréon, 2004 : Aerosol indirect effects in polder satellite data and the laboratoire de météorologie dynamique-zoom (lmdz) general circulation model, *J. Geophys. Res.*, **109**, D08205, doi :10.1029/2003JD004317.

Ramonet, M., J. C. Le Roulley, P. Bousquet, et P. Monfray, 1996 : Radon-222 measurements during the Tropoz II campaign and comparison with a global atmospheric transport model, *J. Atmos. Chem.*, **23**, 107–136.

Rannou, P., M. Cabane, et E. Chassefière, 1993 : Growth of aerosols in Titan's atmosphere and related time scales : a stochastic approach, *Geophys. Res. Lett.*, **20**, 967–970.

Rannou, P., M. Cabane, E. Chassefière, R. Botet, C. P. McKay, et R. Courtin, 1995 : Titan's geometric albedo : Role of the fractal structure of the aerosols, *Icarus*, **96**, 355–372.

Rannou, P., F. Hourdin, et C. P. McKay, 2002 : A wind origin for Titan's haze structure, *Nature*, **418**, 853–856.

Rannou, P., F. Hourdin, C. P. McKay, et D. Luz, 2004 : A coupled dynamics-microphysics model of Titan's atmosphere, *Icarus, in press*.

Raulin, F., et T. Owen, 2002 : Organic chemistry and exobiology on Titan, *Space Sc. Rev.*, **104**, 377–394.

Rayner, P. J., I. G. Enting, R. J. Francey, et R. L. Langenfelds, 1999 : Reconstructing the recent carbon cycle from atmospheric $CO_2$, $\delta_{13}C$ and $O_2/N_2$ observations, *Tellus*, **51B**, 213–232.

Reddy, M. S., O. Boucher, C. Venkataraman, S. Verma, J.-F. Léon, et a. M. P. N. Bellouin, 2004 : Gcm estimates of aerosol transport and radiative forcing during indoex, *J. Geophys. Res.*, **109(D16)**, D16205, doi :10.1029/2004JD004557.

Redelsperger, J.-L., F. Guichard, et S. Mongon, 2000 : A parameterization of mesoscale enhnacement of surface fluxes for large scale models, *J. Climate*, **13**, 402–421.

Robertson, L., et C. Persson, On the application of four dimensional data assimilation of air pollution data using the adjoint technique, 1991.

Roe, H. G., I. Pater, B. A. Macintosh, et C. P. McKay, 2002 : Titan's clouds from gemini and keck adaptive optics imaging, *Astrophys. J.*, **581**, 1399–1406.

Rood, R. B., 1987 : Numerical advection algorithms and their role in atmospheric transport and chemistry models, *Rev. Geophys.*, **25**, 71–100.

Rossow, W. B., A. D. Del Genio, et T. Eichler, 1990 : Cloud-tracked winds from Pioneer Venus OCPP images, *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2053–2084.

Rossow, W. B., 1979 : Large–scale motion in the Venus stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 377–389.

Rossow, W. B., 1983 : A general circulation model of a Venus–like atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 273–302.

Roux, J., http ://gershwin.ens.fr/houches2002/Cours/Roux/leshouches.pdf, 2002.

Russell, G. L., et J. A. Lerner, 1981 : A new finite-differencing scheme for the tracer transport equation, *J. Appl. Met.*, **20**, 1483–1498.

Sadourny, R., et K. Laval, January and July performance of the LMD general circulation model, in *New perspectives in Climate Modeling*, edited by A. Berger et C. Nicolis, Elsevier, 173–197, Amsterdam, 1984.

Sadourny, R., 1975*a* : Compressible model flows on the sphere, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 2103–2110.

Sadourny, R., 1975*b* : The dynamics of finite-difference models of the shallow-water equations, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 680–689.

Samuelson, R. E., R. A. Hanel, V. G. Kunde, et W. C. Maguire, 1981 : Mean molecular weight and hydrogen abundance of Titan's atmosphere, *Nature*, **292**, 688–693.

Schumann, U., et C. Moeng, 1991 : Plume fluxes in clear and cloudy boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 1746–1770.

Siebert, P., et A. Frank, 2003 : Source-receptor matrix calculation with a lagrangian particle disperion model in backward mode, *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, **3**, 4515–4548.

Sommeria, G., et M. A. LeMone, 1978 : Direct testing of a three dimensional model of the planetary boundary layer against experimental data, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 25–39.

Sromovsky, L. A., V. E. Suomi, J. B. Pollack, R. J. Krauss, S. S. Limaye, T. Owen, H. E. Revercomb, et C. Sagan, 1981 : Implications of Titan's north-south brightness asymmetry, *Nature*, **292**, 698–702.

Stull, R. B., 1984 : Transilient turbulence theory. Part I : The concept of eddy-mixing across finite distances, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3351–3367.

Talagrand, O., et P. Courtier, 1987 : Variational assimilation of meteorological observations with the adjoint vorticity equation. I : Theory, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **113**, 1331–1328.

Tiedtke, M., 1989 : A comprehensive mass flux scheme for cumulus parameterization in large-scale models, *Mon. Wea. Rev.*, **117**, 1179–1800.

Tokano, T., F. M. Neubauer, M. Laube, et C. P. McKay, 2001 : Three-Dimensional Modeling of the Tropospheric Methane Cycle on Titan, *Icarus*, **153**, 130–147.

Tokano, T., et F. M. Neubauer, 2002 : Tidal Winds on Titan Caused by Saturn, *Icarus*, **158**, 499–515.

Toon, O. B., C. P. McKay, T. P. Ackerman, et K. Santhanam, 1989 : Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres, *J. Geophys. Res.*, **94**, 16,287–16,301.

Toublanc, D., J. P. Parisot, J. Brillet, D. Gautier, F. Raulin, et C. P. McKay, 1995 : Photochemical modelling of Titan's atmosphere, *Icarus*, **113**, 2–26.

Tourte, J.-L., *Modélisation numérique de la circulation de l'atmosphère de Vénus*, Thèse de docteur -ingénieur, Université Pierre et Marie Curie, Paris, 1984.

Tran, B. N., J. P. Ferris, et J. J. Chera, 2003 : The photochemical formation of a Titan haze analog. Structural analysis by x-ray photoelectron and infrared spectroscopy, *Icarus*, **162**, 114–124.

Troen, I., et L. Mahrt, 1986 : A simple model of the atmospheric boundary layer : Sensitivity to surface evaporation, *Boundary-layer Meteorol.*, **37**, 129–148.

Uliasz, M., et R. A. Pielke, Application of the receptor oriented approach in mesoscale dispersion modeling, 1991.

H. Van Dop et K. Nodop (Eds.), *ETEX, A european tracer experiment*, vol. 32 of *Atmos. Enrionn. special issue, pp. 4089–4378*, 1998.

Van Leer, B., 1977 : Towards the ultimate conservative difference scheme : IV. a new approach to numerical convection, *J. Computational Phys.*, **23**, 276–299.

Van Leer, B., 1979 : Towards the ultimate conservative difference scheme. V. a second-order sequel to Godunov's method, *J. Computational Phys.*, **32**, 101–136.

Vautard, R., M. Beekmann, J. Roux, et D. Gombert, 2001 : Validation of a hybrid forecasting system for the ozone concentrations over Paris area, *Atmosph. Environ.*, **35**, 2449–2461.

Veron, A., T. M. Chruch, C. C. Patterson, Y. Erel, et J. T. Merril, 2000 : Continental origin and industrial sources of trace metals in the northwest Atlantic troposphere, *J. Atmos. Chem.*, **14**, 339–351.

Vukićević, T., M. Steyskal, et M. Hecht, 2001 : Properties of advection algorithms in the context of variational data assimilation, *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 1221–1231.

Vukićević, T., et P. Hess, 2000 : Analysis of tropospheric transport in the paicfic bassin using the adjoint technique, *J. Geophys. Res.*, **105**, 7213–7230.

Wang, S., et B. Stevens, 1996 : Top-Hat Representation of Turbulence Statistics in Cloud-Topped Boundary Layers : A Large Eddy Simulation Study., *Nature*, **382**, 528–531.

Weckwerth, T. M., J. W. Wilson, R. M. Wakimoto, et N. A. Crook, 1997 : Horizontal convective rolls : determining the environmental conditions supporting their existence and characteristics, *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 505–526.

Williams, A. G., et J. M. Hacker, 1992 : The composite shape and structure of coherent eddies in the convective boundary layer, *Boundary-layer Meteorol.*, **61**, 213–245.

Williams, A. G., et J. M. Hacker, 1993 : Interactions between coherent eddies in the lower convective boundary layer, *Boundary-layer Meteorol.*, **64**, 55–74.

Williams, A. G., *Internal structure and interactions of coherent eddies in the lower Convective Boundary Layer*, Ph.D. thesis, Flinders University of South Australia, 1991.

Wilson, E. H., et S. K. Atreya, 2003 : Chemical sources of haze formation in Titan's atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **51**, 1017–1033.

Woodward, P. R., et P. Colella, 1981 : High resolution difference schemes for compressible gaz dynamics, *Lect. Notes Phys.*, **141**, 434–441.

Woodward, P. R., et P. Colella, 1984 : The numerical simulation of two-dimensional fluid flow with strong shocks, *J. Computational Phys.*, **54**, 115–173.

Yabe, T., R. Tanaka, T. Nakamura, et F. Xiao, 2001 : An exactly conservative semi lagrangian scheme (CIP-CSL) in one dimension, *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 332–344.

Yamada, T., 1983 : Simulations of nocturnal drainage flows by a $q^2l$ turbulence closure model, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 91–106.

Yelle, R. V., 1991 : Non-LTE models of Titan's upper atmosphere, *Astrophys. J.*, **383**, 380–400.

Zhang, X.-F., A. W. Heemink, L. H. J. M. Janssen, P. H. M. Janssen, , et F. J. Sauter, 1999 : A computationally efficient kalman smoother for the evaluation of ch4 budget in europe, *Appl. Math. Mod.*, **23**, 109–126.

Zhang, M. H., W. Y. Lin, S. A. Klein, J. T. Bacmeister, S. Bony, R. T. Cderwall, A. D. Del Genio, J. J. Hack, N. G. Loeb, U. Lohmann, P. Minnis, I. Musat, R. Pincus, P. Stier, M. J. Suarez, M. J. Webb, J. B. Wu, M.-S. Xie, et J. H. Zhang, Comparing clouds and their seasonal variations in 10 atmospheric general circulation models with satellite measurements, submitted to JGR, 2004.