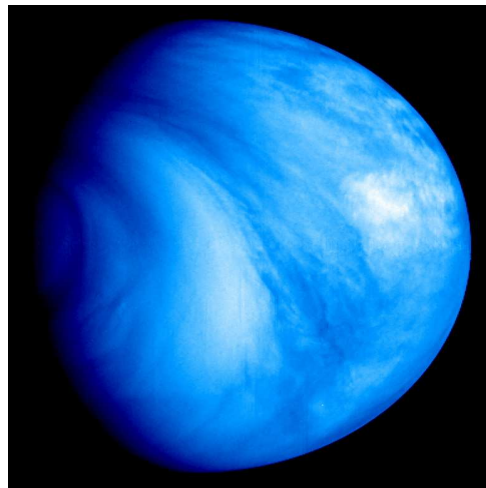




Université de Liège
Faculté des Sciences Appliquées

Travail de fin d'études



Modèle bidimensionnel instationnaire du transport de constituants minoritaires dans l'atmosphère nocturne de Vénus

Arnaud Collet

2^e Master en Ingénieur Civil Physicien,
à finalité approfondie en Sciences Spatiales

Promoteur : Dr. Jean-Claude Gérard

Année académique 2008 – 2009

Remerciements

Je voudrais remercier en premier lieu le Professeur Jean-Claude Gérard, qui m'a donné l'opportunité de réaliser ce travail de fin d'études dans une atmosphère agréable, au sein du Laboratoire de Physique Atmosphérique et Planétaire de l'Université de Liège (LPAP). Chaque fois que j'en ai manifesté le besoin, il a toujours répondu présent et je le remercie particulièrement pour cette disponibilité.

Je me dois également de remercier Cédric Cox, qui m'a suivi au quotidien durant toute la réalisation de ce projet. Il a toujours fait preuve d'une grande disponibilité et m'a apporté beaucoup de soutien sur de nombreux aspects pratiques au cours de cette année.

Je salue également Didier Vigneron, qui bien que n'étant pas directement lié à ce projet, m'a accordé son attention à de nombreuses reprises. Il m'a été d'une grande aide, en particulier pour la partie numérique de ce travail.

Je voudrais aussi remercier les différentes personnes qui ont accepté de faire partie de mon jury, à savoir le Professeur Jean-Marie Beckers, le Directeur du Centre Spatial de Liège (CSL) Jean-Marc Defise, et le Professeur Jean-André Essers.

Enfin, je tiens à remercier les personnes qui m'entourent au quotidien, mes parents, ma soeur, ma fiancée, ainsi que l'ensemble de mes amis et amies. Ils m'apportent chaque jour beaucoup de bonheur et ont su me soutenir dans les moments les plus difficiles.

Résumé

L'atmosphère de Vénus est le siège de phénomènes lumineux appelés "*airglows*" traduits en français par "*émissions du ciel*". Ces émissions ont lieu dans les domaines UV et IR du spectre électromagnétique et permettent de déduire des informations à la fois sur la dynamique de l'atmosphère et sur sa composition en espèces minoritaires (oxygène et azote atomiques). L'émission IR à $1.27\ \mu\text{m}$ est due à la désexcitation radiative de l'oxygène moléculaire excité dans l'état métastable ($a^1\Delta_g$) au sein de la haute mésosphère. Quant à l'émission UV, elle est produite par la recombinaison radiative d'atomes d'azote $\text{N}(^4\text{S})$ et d'oxygène $\text{O}(^3\text{P})$ dans la basse thermosphère. Les nombreuses observations de ces deux airglows ont montré qu'ils présentent de grandes variabilités spatiales et temporelles et ne semblent pas présenter de corrélation significative au niveau de leur intensité et de leur localisation spatiale. De plus, étant donné la multitude de processus physiques et chimiques impliqués dans la formation de ces airglows, il est indispensable, pour quantifier le rôle relatif des différents mécanismes, de traiter le problème numériquement. C'est précisément ce que nous avons réalisé dans ce travail. Nous avons développé un modèle bidimensionnel utilisant une géométrie simplifiée par rapport à la situation réelle. Le domaine de résolution est un rectangle couvrant l'ensemble de la région d'intérêt (80 – 130 km verticalement et 0 – 8900 km horizontalement), dont les directions verticale et horizontale représentent respectivement l'altitude et la direction du vent horizontal dominant. Ce modèle utilise la méthode des volumes finis et est du premier ordre de précision spatiale et temporelle. La complexité des processus en jeu a été introduite de manière progressive dans nos simulations, pour finalement aboutir à un modèle permettant de reproduire et de quantifier différentes observations récentes relatives aux airglows IR et UV. En effet, on a pu noter et quantifier les décorrélations spatiales des maxima des deux airglows UV et IR, et des altitudes qui y sont associées, mises en évidence à l'aide des instruments SPICAV (Spectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Venus) et VIRTIS (Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer) à bord de Venus Express. On a également pu visualiser à l'aide de notre modèle numérique la grande variabilité temporelle de l'airglow IR de $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ présentée par *Hueso et al.* [2008]. Les valeurs obtenues pour les différentes quantités calculées sont en bon accord avec les observations disponibles.

TABLE DES MATIÈRES

1	Introduction	10
2	Vénus et son atmosphère	11
2.1	Caractéristiques de Vénus	11
2.1.1	Généralités	11
2.1.2	Propriétés physiques de Vénus	12
2.1.3	Paramètres orbitaux de Vénus	13
2.1.4	Topographie de Vénus	14
2.2	Atmosphère vénusienne	17
2.2.1	Structure atmosphérique	17
2.2.2	Les nuages sur Vénus	18
2.2.3	Effet de serre sur Vénus	19
2.2.4	Rayonnement dans l'atmosphère de Vénus	19
2.2.5	Dynamique de l'atmosphère de Vénus	20
2.2.6	Processus du transport vertical dans l'atmosphère de Vénus	23
2.2.7	Temps caractéristique du transport vertical par diffusion moléculaire et par diffusion turbulente	29
2.3	Modèle empirique global de la thermosphère de Vénus <i>VTS3N</i>	29
3	Airglow dans l'atmosphère nocturne de Vénus	32
3.1	Bref rappel de spectroscopie moléculaire	32
3.2	Energie des molécules diatomiques	32
3.2.1	Généralités	32
3.2.2	Nomenclature	34
3.3	Nightglow UV de l'oxyde d'azote	35
3.3.1	Généralités	35
3.3.2	Sur Vénus	36
3.4	Nightglow IR de l'oxygène moléculaire	39
3.4.1	Généralités	39
3.4.2	Sur Vénus	40
3.5	Venus Express	43
3.5.1	Venus Express Science Cases	44
3.5.2	SPICAV et VIRTIS	48
4	Projet du travail et analyses préliminaires	51
4.1	Mise sous forme mathématique du problème	58
4.1.1	Equations de bilan de masse	58
4.1.2	Géométrie du modèle	59
4.1.3	Hypothèses de travail	60
4.1.4	Description des termes des 4 équations de bilan de masse	62
4.2	Temps caractéristiques de la chimie et du transport	65
4.2.1	Temps caractéristiques de la chimie	65
4.2.2	Temps caractéristiques du transport	67
4.3	Formes quasi-linéaires des 4 équations de bilan de masse	69

5	Développement du modèle numérique	71
5.1	Discrétisation par la méthode des volumes finis	71
5.2	Discrétisation spatiale	72
5.2.1	Premier terme du membre de gauche de l'équation (5.7)	73
5.2.2	Second terme du membre de gauche de l'équation (5.7)	73
5.2.3	Troisième terme du membre de gauche de l'équation (5.7)	75
5.2.4	Membre de droite de l'équation (5.7)	75
5.2.5	Terme 2 de l'équation (5.41)	78
5.2.6	Terme 3 de l'équation (5.41)	81
5.2.7	Terme 4 de l'équation (5.41)	81
5.3	Discrétisation temporelle	84
5.3.1	Schéma semi-implicite	85
6	Simulations numériques et discussion des résultats	87
6.1	Solution stationnaire unidimensionnelle	87
6.1.1	Conditions aux limites	87
6.1.2	Paramètres du modèle	88
6.1.3	Critère d'arrêt	89
6.1.4	Comparaison des résultats	90
6.1.5	Convergence vers la solution stationnaire	92
6.2	Etude de sensibilité du modèle	95
6.2.1	Influence du paramètre A	95
6.2.2	Influence du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure	100
6.2.3	Influence du flux d'azote atomique imposé à la frontière supérieure	104
6.2.4	Choix des paramètres pour le modèle bidimensionnel	108
6.3	Solution stationnaire bidimensionnelle	110
6.3.1	Conditions aux limites	110
6.3.2	Conditions initiales	111
6.3.3	Visualisation des résultats	111
6.4	Solution stationnaire bidimensionnelle avec apport supplémentaire de matière localisé à la frontière supérieure	113
6.4.1	Conditions initiales	113
6.4.2	Conditions aux limites	113
6.4.3	Visualisation des résultats	115
6.5	Solution instationnaire bidimensionnelle avec apport de matière supplémentaire localisé à la frontière supérieure	119
6.5.1	Conditions aux limites	119
6.5.2	Conditions initiales	119
6.5.3	Visualisation des résultats	119
7	Conclusions	129

TABLE DES FIGURES

2.1	Position des planètes dans notre système solaire (<i>CNES</i>).	11
2.2	Les phases de Vénus.	14
2.3	Vue hémisphérique de Vénus centrée sur 90 degrés de longitude est, obtenue à partir des données récoltées par la sonde Magellan (<i>NASA/JPL/USGS</i>).	14
2.4	Vue en 3 dimensions de la <i>Lavinia Planitia</i> , reconstituée à partir d'images radar prises au cours de la mission Magellan (<i>NASA/JPL</i>).	15
2.5	Vue en 3 dimensions du volcan <i>Maat Mons</i> , reconstituée à partir d'images radar prises par les sondes Venera et Magellan (<i>NASA</i>).	16
2.6	Structure de l'atmosphère de Vénus (<i>Sieff et al.</i> , 1985 ; <i>Keating et al.</i> , 1985). . .	17
2.7	Image de la partie supérieure des nuages entourant Vénus, prise dans le domaine ultra-violet par le <i>Hubble Space Telescope</i> , le 24 janvier 1995 (<i>NASA/JPL</i>). . .	18
2.8	Représentation schématique très simplifiée de la circulation globale dans la haute atmosphère de Vénus.	20
2.9	Représentation schématique des différentes circulations dans l'atmosphère de Vénus (<i>Svedhem et al.</i> , 2007).	22
2.10	Densités massiques totales de l'atmosphère de Vénus en fonction de l'altitude, obtenues à partir des 4 sondes à bord de Pioneer Venus. On a représenté en traits pleins les profils de ces densités massiques fournies par le modèle empirique <i>VTS3N</i>	31
2.11	Densités numériques de CO ₂ et de He en fonction de l'altitude, obtenues par l'instrument BNMS (Bus Neutral Mass Spectrometer) à bord du bus de descente de Pioneer Venus. On voit également les profils fournis par le modèle empirique <i>VTS3N</i>	31
3.1	Courbes d'énergie potentielle de NO en fonction de la distance interatomique exprimée en Å.	35
3.2	Taux d'émission verticale.	38
3.3	Taux d'émission observé au limbe.	39
3.4	Diagramme simplifié des niveaux énergétiques de O ₂	40
3.5	Spectre de O ₂ obtenu à partir du sol (<i>Bailey et al.</i> , 2008).	41
3.6	Cartographie globale du taux d'émission verticale (en MR) du nightglow infrarouge observé avec l'instrument VIRTIS à bord de Venus Express au cours d'une faible activité solaire (<i>Gérard et al.</i> , 2008).	43
3.7	Représentation schématique de Venus Express montrant la dimension et la localisation des 7 instruments scientifiques (<i>ESA</i>).	44
3.8	Orbite de Venus Express autour de Vénus (<i>Hoofs et al.</i> , 2009).	45
3.9	Quelques-uns des " <i>Sciences Cases</i> " réalisés par Venus Express (VEX) (<i>Titov et al.</i> , 2006).	46
3.10	Illustration du mode d'observation " <i>Occultation stellaire</i> " (<i>ESA, AOES Medialab</i>).	47
3.11	Les différentes géométries adoptées par Venus Express pour sonder l'atmosphère vénusienne.	48
4.1	Exemple de distribution du taux d'émission verticale en fonction de la latitude de l'airglow infrarouge de O ₂ (¹ Δ _g) et de l'airglow ultraviolet de NO* (<i>Gérard et al.</i> , 2009).	51

4.2	Distribution en fonction de l'altitude des maxima des taux d'émission au limbe de NO^* et de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ mesurés quasi-simultanément. La ligne en traits interrompus indique la ligne d'égale altitude des maxima des deux taux d'émission au limbe (<i>Gérard et al.</i> , 2009).	52
4.3	Distribution en fonction de la valeur des maxima des taux d'émission au limbe de NO^* et de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ mesurés quasi-simultanément. (<i>Gérard et al.</i> , 2009).	53
4.4	Figure (a) : cartographie de l'intensité moyenne de l'airglow infrarouge obtenue pendant l'orbite 87 (16 juillet 2006); figure (b) : cartographie de l'intensité moyenne de l'airglow infrarouge obtenue pendant l'orbite 91 (20 juillet 2006) (<i>Hueso et al.</i> , 2008).	54
4.5	Projections polaires illustrant l'évolution temporelle de la structure de l'airglow de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ aux latitudes polaires sud au cours d'une période de 3 heures (<i>Hueso et al.</i> , 2008).	55
4.6	Circulation moyenne apparente de l'airglow infrarouge de l'oxygène dans la mésosphère. Figure (a) : moyennes de tous les mouvements apparents suivis de l'airglow infrarouge. Un vecteur de référence représentant 100 m s^{-1} est inclus dans le coin supérieur gauche; figure (b) : modèle schématique de la circulation moyenne dans la mésosphère de Vénus obtenu à partir des mesures de la figure (a). Le fond de l'image 4.6 (b) correspond à la cartographie de l'airglow obtenue au cours de l'orbite 93 de Venus Express (22 juillet 2007) (<i>Hueso et al.</i> , 2008).	56
4.7	Airglows UV et IR dans l'atmosphère nocturne de Vénus (<i>Gérard et al.</i> , 2009).	57
4.8	Géométrie du domaine de résolution.	60
4.9	Profil de température fourni par le modèle empirique VTS3N entre 80 et 130 km d'altitude.	62
4.10	Profil vertical des constantes de vitesse des 6 réactions chimiques considérées.	64
4.11	Profil vertical des densités numériques via le modèle 1D élaboré par <i>Gérard et al.</i> [2008].	66
4.12	Temps caractéristiques τ (s) des différents constituants minoritaires vis-à-vis des différentes réactions chimiques, en fonction de l'altitude (km).	66
4.13	Temps caractéristiques globaux τ (s) des différents constituants minoritaires, en fonction de l'altitude (km).	67
4.14	Temps caractéristiques τ (s) des phénomènes d'advection (horizontale et verticale), de diffusion turbulente ainsi que de diffusion moléculaire de chaque constituant minoritaire, en fonction de l'altitude z (km).	68
5.1	Région de volume $\mathcal{V}$ délimitée par la surface fermée $\mathcal{S}$, dont la normale unitaire extérieure est notée $\vec{n}$.	71
5.2	Grille de cellules couvrant l'ensemble du domaine de résolution.	72
5.3	Sens du décentrement en fonction du signe de u .	78
5.4	Discrétisation temporelle au moyen de $(L - 1)$ pas de temps.	84
6.1	Conditions limites sur les frontières supérieure et inférieure du modèle unidimensionnel.	88
6.2	Solution stationnaire de la densité numérique de N, obtenue par les modèles 2D et 1D.	90
6.3	Solution stationnaire de la densité numérique de O, obtenue par les modèles 2D et 1D.	90
6.4	Solution stationnaire de la densité numérique de NO, obtenue par les modèles 2D et 1D.	91

6.5	Solution stationnaire de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$, obtenue par les modèles $2D$ et $1D$	91
6.6	Evolution de l'erreur relative maximale de la densité numérique de N en fonction du nombre d'itérations.	93
6.7	Evolution de l'erreur relative maximale de la densité numérique de O en fonction du nombre d'itérations.	93
6.8	Evolution de l'erreur relative maximale de la densité numérique de NO en fonction du nombre d'itérations.	94
6.9	Evolution de l'erreur relative maximale de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$ en fonction du nombre d'itérations.	94
6.10	Influence du paramètre A sur la distribution verticale de la densité numérique de N	95
6.11	Influence du paramètre A sur la distribution verticale de la densité numérique de O	96
6.12	Influence du paramètre A sur la distribution verticale de la densité numérique de NO	97
6.13	Influence du paramètre A sur la distribution verticale de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$	97
6.14	Influence du paramètre A sur la distribution verticale du taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$	99
6.15	Influence du paramètre A sur la distribution verticale du taux d'émission volumique de NO^*	99
6.16	Influence du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure sur la densité numérique de N	100
6.17	Influence du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure sur la densité numérique de O	101
6.18	Influence du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure sur la densité numérique de NO	102
6.19	Influence du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure sur la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$	102
6.20	Influence du flux de O à la frontière supérieure du domaine sur le taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$	103
6.21	Influence du flux de O à la frontière supérieure du domaine sur le taux d'émission volumique de NO^*	104
6.22	Influence du flux d'azote atomique à la frontière supérieure sur la densité numérique de N	105
6.23	Influence du flux d'azote atomique à la frontière supérieure sur la densité numérique de O	105
6.24	Influence du flux d'azote atomique à la frontière supérieure sur la densité numérique de NO	106
6.25	Influence du flux d'azote atomique à la frontière supérieure sur la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$	106
6.26	Influence du flux de N à la frontière supérieure du domaine sur le taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$	107
6.27	Influence du flux de N à la frontière supérieure du domaine sur le taux d'émission volumique de NO^*	108
6.28	Conditions limites imposées aux frontières du domaine de résolution.	110
6.29	Taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$	112
6.30	Taux d'émission volumique de NO^*	112

6.31	Distribution selon x du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure du domaine.	114
6.32	Distribution selon x du flux d'azote atomique imposé à la frontière supérieure du domaine.	114
6.33	Distribution de la densité numérique de N à l'état stationnaire avec un apport d'azote et d'oxygène atomiques supplémentaire localisé.	115
6.34	Distribution de la densité numérique de O à l'état stationnaire avec un apport d'azote et d'oxygène atomiques supplémentaire localisé.	115
6.35	Distribution de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$ à l'état stationnaire avec un apport supplémentaire localisé d'azote et d'oxygène atomiques.	116
6.36	Distribution du taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ à l'état stationnaire avec un apport supplémentaire localisé d'azote et d'oxygène atomiques.	118
6.37	Distribution du taux d'émission volumique de NO^* à l'état stationnaire avec un apport supplémentaire localisé d'azote et d'oxygène atomiques.	118
6.38	Instant initial.	120
6.39	Instant $t = 10$ heures.	120
6.40	Instant $t = 20$ heures.	121
6.41	Instant $t = 30$ heures.	121
6.42	Instant $t = 40$ heures.	122
6.43	Instant $t = 50$ heures.	122
6.44	Instant $t = 80$ heures.	123
6.45	Instant $t = 110$ heures.	123
6.46	Maximum du taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ en fonction du temps.	126
6.47	Maximum du taux d'émission volumique de NO^* en fonction du temps.	126
6.48	Altitude du maximum du taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ en fonction du temps.	127
6.49	Altitude du maximum du taux d'émission volumique de NO^* en fonction du temps.	127

Introduction

Ce projet s'inscrit dans le cadre de la redécouverte de l'atmosphère vénusienne avec la mission européenne Venus Express (première mission européenne à destination de Vénus). Cette dernière a pour objectifs d'investiguer l'atmosphère de Vénus et son environnement plasmatique à partir d'une orbite polaire, ainsi que d'apporter plusieurs informations cruciales concernant la géologie et la surface de Vénus.

En outre, lorsque l'on observe l'atmosphère vénusienne à partir du sol terrestre, ou encore lors d'une mission orbitale (comme Venus Express), on peut observer des phénomènes lumineux que l'on a baptisés *airglows*. Ces phénomènes sont produits par la relaxation radiative de molécules préalablement excitées au travers de diverses réactions chimiques. Dans le cas qui nous occupe, nous allons nous intéresser plus particulièrement à deux airglows distincts qui se manifestent dans l'atmosphère nocturne de Vénus, i.e. l'airglow ultraviolet de l'oxyde d'azote (NO) et l'airglow infrarouge de l'oxygène moléculaire (O₂). Par ailleurs, l'observation de ces phénomènes est particulièrement intéressante car elle nous renseigne à la fois sur la chimie et sur la dynamique de l'atmosphère vénusienne.

Depuis de nombreuses années, ces phénomènes lumineux sont étudiés à partir d'observations terrestres et orbitales, de mesures in situ, ainsi qu'au travers de nombreux modèles numériques simplifiés. Bien entendu, afin d'améliorer notre entendement des différents mécanismes complexes se produisant au sein de l'atmosphère de Vénus, il est essentiel de pouvoir confronter les faits observationnels aux résultats que l'on obtient via des modèles numériques. On comprend donc que c'est la combinaison de cet ensemble d'outils qui nous permettra d'avancer de manière significative dans la compréhension du fonctionnement de l'atmosphère vénusienne.

Principalement, l'objet de ce travail est de construire un modèle numérique bidimensionnel instationnaire, permettant d'étudier la distribution spatio-temporelle de divers constituants minoritaires dans l'atmosphère nocturne de Vénus. C'est précisément ces différents constituants qui vont contrôler l'évolution spatio-temporelle des deux airglows précédemment cités. De plus, chacune de ces espèces minoritaires va être soumise à un ensemble de processus physiques et chimiques qu'il faudra prendre en considération si l'on souhaite observer effectivement leur évolution au travers de notre modèle. En procédant de la sorte, nous allons finalement être confrontés à la résolution d'un système d'équations aux dérivées partielles non linéaires et couplées, paraboliques.

Pour clôturer cette brève introduction, nous allons détailler en quelques mots la structure que nous avons adoptée dans ce document. Dans un premier temps, nous allons tenter de plonger le lecteur dans le milieu vénusien, afin qu'il s'imprègne du contexte général dans lequel nous allons travailler. Dans un second temps, nous présenterons en détails en quoi consiste ce projet, ainsi que les objectifs que l'on souhaite atteindre au travers de celui-ci. Cela étant, nous décrirons la méthode numérique que nous avons utilisée pour l'implémentation du modèle et nous exposerons les différentes simulations numériques réalisées avec ce dernier. Bien évidemment, nous discuterons des résultats obtenus et nous terminerons en essayant de tirer quelques conclusions sur l'ensemble de ce travail.

Vénus et son atmosphère

2.1 Caractéristiques de Vénus

2.1.1 Généralités

Vénus est l'une des quatre planètes dites telluriques qui composent notre système solaire (les trois autres étant Mercure, Mars, et bien entendu la Terre). Par ailleurs, Vénus apparaît sur la sphère céleste comme étant la planète la plus brillante. En effet, avec une magnitude apparente dans le visible (m_V) de -4.6 , Vénus est le troisième corps céleste le plus brillant de la sphère céleste, après le Soleil ($m_V = -26.7$) et la Lune ($m_V = -12.6$). Comme on peut le constater à la figure 2.1, Vénus est située entre Mercure et la Terre et est donc la deuxième planète la plus proche du Soleil.

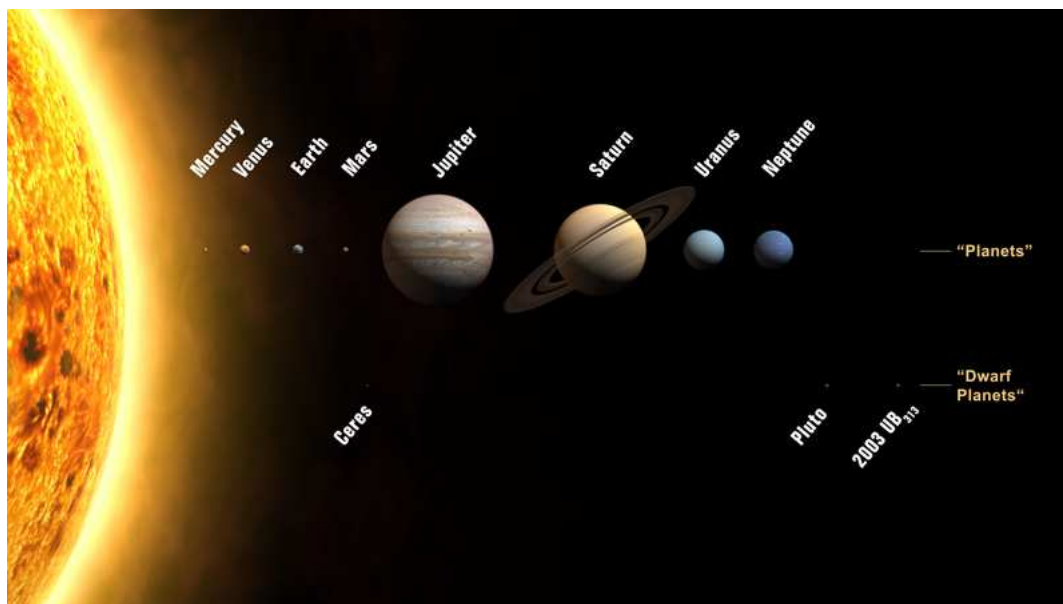


FIG. 2.1 – Position des planètes dans notre système solaire (CNES).

En outre, elle est souvent considérée comme la jumelle de la Terre. En effet, Vénus est la planète la plus proche de notre Terre, tant au point de vue de sa distance que de ses caractéristiques physiques. Les deux planètes ont des dimensions géométriques très proches les unes des autres, leur densité moyenne est également fort comparable, et la composition de leur structure solide présente énormément de points communs. Afin de nous permettre d'observer effectivement les similitudes et les différences qui existent entre ces deux planètes, nous proposons le tableau 2.1 ci-après, reprenant les différentes caractéristiques physiques majeures de Vénus ainsi que celles de la Terre. De plus, ce dernier nous servira de base pour la discussion de points qu'il nous semble important de souligner.

2.1.2 Propriétés physiques de Vénus

	Vénus	Terre	Vénus/Terre
Masse (kg)	4.8685×10^{24}	5.9736×10^{24}	0.815
Volume (km ³)	92.843×10^{10}	108.321×10^{10}	0.857
Rayon équatorial (km)	6051.8	6378.1	0.949
Rayon polaire (km)	6051.8	6356.8	0.952
Ellipticité (aplatissement des pôles)	0.000	0.00335	0.0
Densité moyenne (kg m ⁻³)	5243	5515	0.951
Accélération de la pesanteur (m s ⁻²) (à la surface équatoriale)	8.87	9.80	0.905
Vitesse de libération (km s ⁻¹)	10.36	11.19	0.926
Albédo de Bond	0.76	0.30	2.53
Albédo géométrique visible	0.65	0.367	1.77
Ecart topographique maximum (km)	15	20	0.750

TAB. 2.1 – Propriétés physiques principales de Vénus et de la Terre.

Lorsqu'on observe attentivement le tableau 2.1 ci-dessus, on constate qu'il existe effectivement de nombreuses similarités entre les deux planètes. Cependant, on remarque également que certaines des propriétés physiques présentent des différences assez marquées, notamment au niveau des albédos et de l'aplatissement des pôles. En effet, on observe que Vénus possède un albédo (de Bond) environ deux fois et demi supérieur à celui de la Terre. Cette très haute réflectivité est, en fait, principalement due à l'épaisse couche de nuages omniprésente qui entoure la planète. Nous en parlerons davantage dans la section consacrée à l'atmosphère de Vénus. Par ailleurs, on voit également que l'ellipticité de Vénus est très faible comparative-ment à celle de la Terre, cela est très certainement dû au fait que la planète vénusienne tourne sur elle-même à une vitesse très faible (période sidérale de rotation très longue) en comparaison avec le cas terrestre. En outre, on remarque que la surface vénusienne ne présente pas un relief uniforme (en effet, l'écart topographique maximum est de 15 km, ce qui est relativement proche de ce que l'on connaît sur Terre).

2.1.3 Paramètres orbitaux de Vénus

A présent, il nous semble intéressant d'observer quelques paramètres orbitaux de Vénus, afin d'avoir une vue générale du comportement de la planète.

	Vénus	Terre
Période de révolution sidérale (jours terrestres)	224.701	365.256
Périhélie (km)	107.48×10^6	147.09×10^6
Aphélie (km)	108.94×10^6	152.10×10^6
Vitesse orbitale moyenne (km s^{-1})	35.02	29.78
Excentricité	0.0067	0.0167
Période de rotation sidérale (heures)	5832.5	23.9345
Période synodique (jours terrestres)	583.92	—

TAB. 2.2 – Quelques paramètres orbitaux de Vénus et de la Terre.

La première chose que l'on peut constater au travers de ce tableau 2.2 est la faible excentricité de l'orbite vénusienne. En effet, Vénus tourne autour du Soleil sur une orbite qui est quasiment circulaire et il lui faut très exactement 224.701 jours terrestres pour accomplir cette tâche. D'autre part, si l'on examine les excentricités des autres planètes composant le système solaire, on s'aperçoit qu'elles sont toutes supérieures à celle de Vénus.

Par ailleurs, comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, Vénus tourne sur elle-même très lentement. En effet, sa période sidérale de rotation est de 5832.5 heures, ce qui correspond à environ 243 jours terrestres. Par conséquent, si l'on compare cette dernière valeur avec sa période orbitale (224.701 jours terrestres), on observe que le jour vénusien est en fait plus long que l'année vénusienne. De plus, Vénus présente la singularité de tourner sur elle-même dans le sens rétrograde (d'est en ouest), alors que toutes les autres planètes de notre système solaire tournent dans le sens prograde (d'ouest en est).

Dans le tableau 2.2 ci-dessus, on peut également voir que Vénus possède une période synodique de 583.92 jours terrestres. Lorsque l'on observe Vénus au travers d'un télescope à partir de la Terre, on peut apercevoir des changements au niveau de sa forme et de sa taille. Ces changements apparents sont en fait ce que l'on appelle les *phases de Vénus* ; celles-ci ressemblent aux phases bien connues de la Lune. Ce phénomène résulte du fait que lorsqu'on observe Vénus à des instants différents, sa position relative par rapport à la Terre et au Soleil varie, et donc on observera des portions plus ou moins importantes de sa face éclairée.

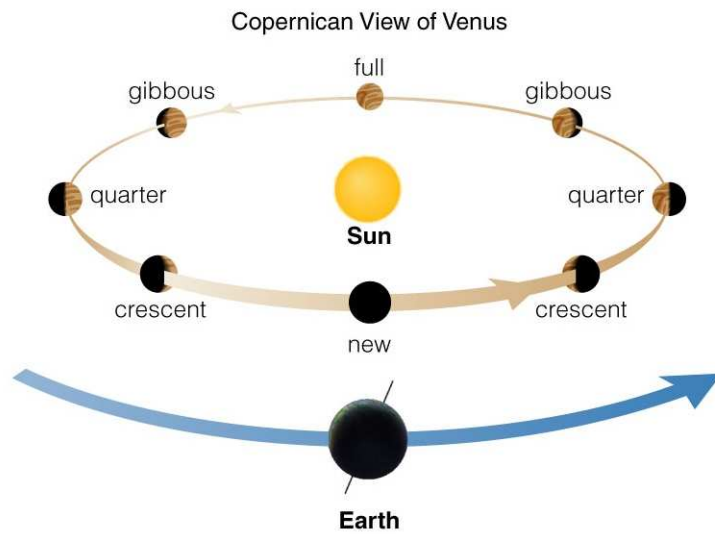


FIG. 2.2 – Les phases de Vénus.

2.1.4 Topographie de Vénus

La majeure partie des informations dont on dispose actuellement concernant la topographie de la surface vénusienne est le fruit des missions soviétiques Venera 15 et 16 et des sondes spatiales américaines Pioneer et Magellan, sur une période qui s'étend de 1978 à 1994. A l'heure actuelle, on connaît environ 98% de la topographie de la surface totale de Vénus.

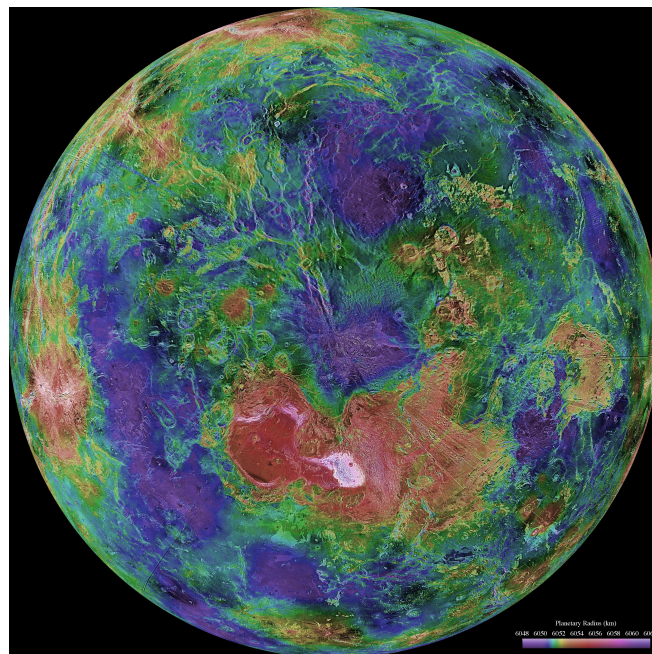


FIG. 2.3 – Vue hémisphérique de Vénus centrée sur 90 degrés de longitude est, obtenue à partir des données récoltées par la sonde Magellan (NASA/JPL/USGS).

A la figure 2.3, les couleurs sont attribuées en fonction de l'altitude : en bleu, les dépressions et en rouge, le relief.

Par ailleurs, les différents sondages radar ont indiqué un terrain très varié à la surface de Vénus. En effet, on y observe des montagnes, des plaines, des plateaux élevés, des volcans, des arêtes et des cratères d'impact. De plus, la surface de la planète vénusienne présente une couleur orange, qui pourrait être due à une oxydation semblable à celle observée sur Mars. L'âge de la croûte a été évalué par les planétologues à 500 millions d'années (ce qui est relativement peu par rapport à l'âge de notre système solaire) grâce au nombre de cratères d'impact¹ et à l'orbite de la planète. Notons que la surface de Vénus présente un total d'environ 1000 cratères d'impact, ce qui est nettement moins que sur la Lune, Mars, et Mercure.

En outre, on a remarqué que le relief de Vénus est sensiblement différent d'un hémisphère à l'autre. En effet, dans l'hémisphère nord, on peut trouver une région montagneuse avec plusieurs plateaux, tandis que dans l'hémisphère sud, le terrain est relativement plat et se compose de vastes plaines de lave.

La surface vénusienne est principalement occupée par de douces et vastes plaines ($\sim 70\%$), dont les ondulations ne dépassent pas les 1000 mètres d'amplitude. Ces vastes plaines ont été baptisées *Planitiae*. D'ailleurs, certaines d'entre elles portent un nom, comme par exemple l'*Atalanta Planitia*, la *Guinevere Planitia*, ou encore la *Lavinia Planitia*. De plus, ces immenses plaines sont parsemées de grands bassins (dont les diamètres s'étendent de 400 à 600 km) peu profonds (de 200 à 700 m) qui seraient les vestiges d'anciens cratères.

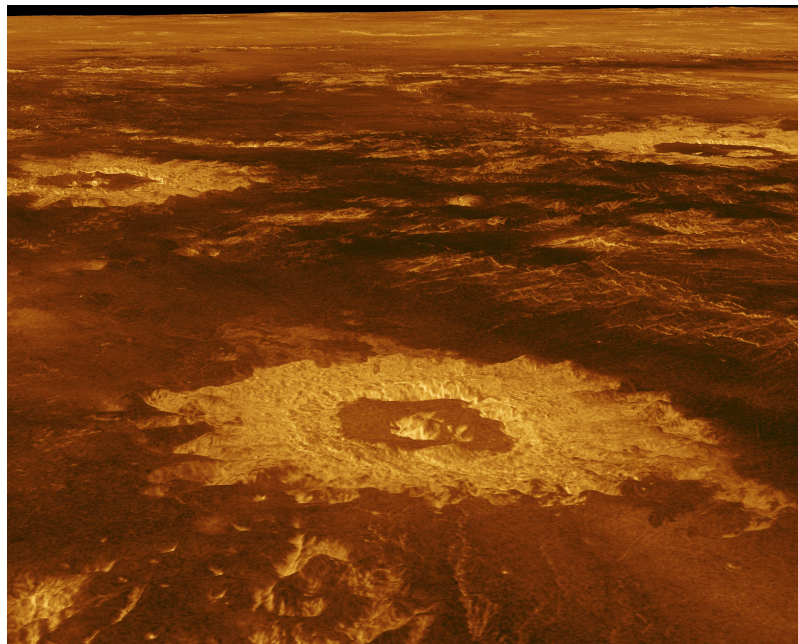


FIG. 2.4 – Vue en 3 dimensions de la *Lavinia Planitia*, reconstituée à partir d'images radar prises au cours de la mission Magellan (NASA/JPL).

¹Ceux-ci sont dus à des impacts antérieurs entre la surface de la planète et des astéroïdes. En outre, le nombre de cratères d'impact observés à la surface d'une planète nous renseigne sur l'âge de cette surface. Plus le nombre de cratères y est élevé, plus la surface est vieille.

Sur la figure 2.4, on peut apercevoir 3 cratères d'impact. Celui localisé au centre de la portion basse de l'image est appelé *Howe*, et est caractérisé par un diamètre de 37.3 km. Celui situé en haut à gauche de l'image, appelé *Danilova*, possède un diamètre de 47.6 km. Quant à celui qui est positionné en haut à droite de l'image, il a été baptisé *Aglaonice* et est caractérisé par un diamètre de 62.7 km.

Par ailleurs, la surface de Vénus est dominée par de nombreux plateaux et montagnes. Parmi ceux-ci, on distingue deux plateaux gigantesques, baptisés *Terra*, semblables à nos plaques continentales :

- l'*Ishtar Terra* dans l'hémisphère nord, situé à une latitude de 70°N. Ses dimensions sont comparables à celles de l'Australie. En effet, il s'étend sur une surface de $1000 \times 1500 \text{ km}^2$. En outre, c'est à l'est de ce plateau que l'on peut observer les plus hautes montagnes de Vénus (plus de 9000 m d'altitude), surplombées par le mont et volcan *Maxwell*, qui culmine à une altitude de 11800 m pour une circonférence de 750 km.
- l'*Aphrodite Terra* au sud de l'équateur vénusien. Cet immense plateau est de la taille du continent sud américain, et mesure environ 15000 km de long. A l'ouest, on y observe des massifs montagneux qui culminent à 9000 m d'altitude, avec notamment le *Maat Mons* (qui est le deuxième plus haut sommet de Vénus, avec plus de 9000 m d'altitude), tandis que, plus à l'est de ce même plateau, les montagnes culminent à 4000 m.

D'autres plateaux se détachent des plaines vénusiennes, mais ces derniers sont bien moins étendus que l'*Ishtar Terra* et l'*Aphrodite Terra*. Notons tout de même les deux régions suivantes : l'*Alpha Regio* dont l'altitude moyenne est de 4000 m, qui présente une série de cuvettes, d'arêtes ainsi que de plis qui s'agencent dans toutes les directions, et la *Beta Regio*, qui est une région remarquable, car on y aurait trouvé de hautes formations volcaniques dont les sommets atteignent 4000 m d'altitude.

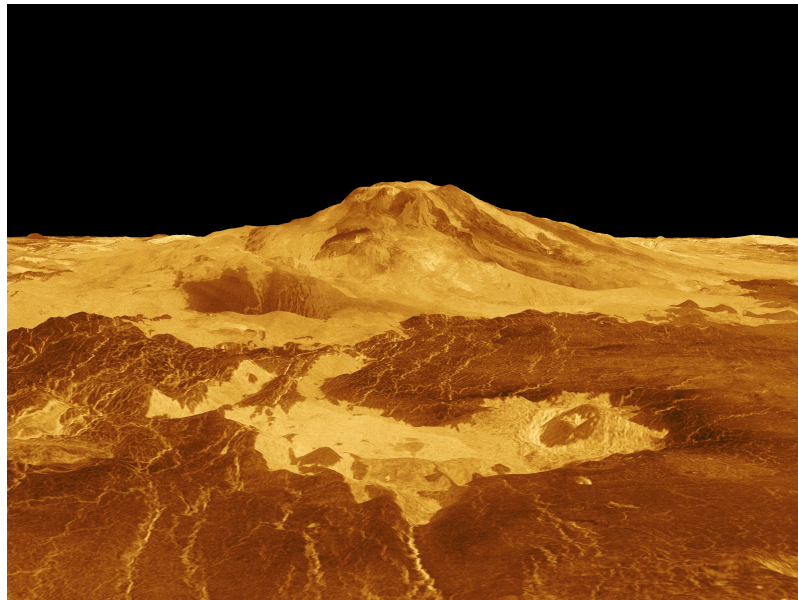


FIG. 2.5 – Vue en 3 dimensions du volcan *Maat Mons*, reconstituée à partir d'images radar prises par les sondes *Venera* et *Magellan* (NASA).

2.2 Atmosphère vénusienne

Avant d'entamer cette brève description de l'atmosphère vénusienne, nous tenons à signaler au lecteur qu'il n'existe malheureusement pas de définition rigoureuse des différentes régions d'altitude de l'atmosphère de Vénus (contrairement au cas terrestre où elles sont relativement bien caractérisées). Etant donné que les informations utilisées dans le cadre de la réalisation de ce travail sont issues de différents articles scientifiques où les nomenclatures diffèrent quelque peu, il se peut qu'à certains moments dans nos propos, il y ait un léger recouvrement entre deux régions d'altitude distinctes.

2.2.1 Structure atmosphérique

Antérieurement à la mission européenne Venus Express (dont nous dirons quelques mots ultérieurement), les observations de la basse atmosphère (0 à 60 km) étaient limitées aux mesures réalisées in situ par 16 sondes de descente, essentiellement à de basses latitudes [Sieff, 1983; Sieff *et al.*, 1985]. Celles-ci ont montré que la température en-dessous de 30 km d'altitude était pratiquement identique sur l'ensemble de la planète. Cependant, la structure de la température dans la basse atmosphère, ainsi que son taux de décroissance, restent actuellement mal caractérisés.

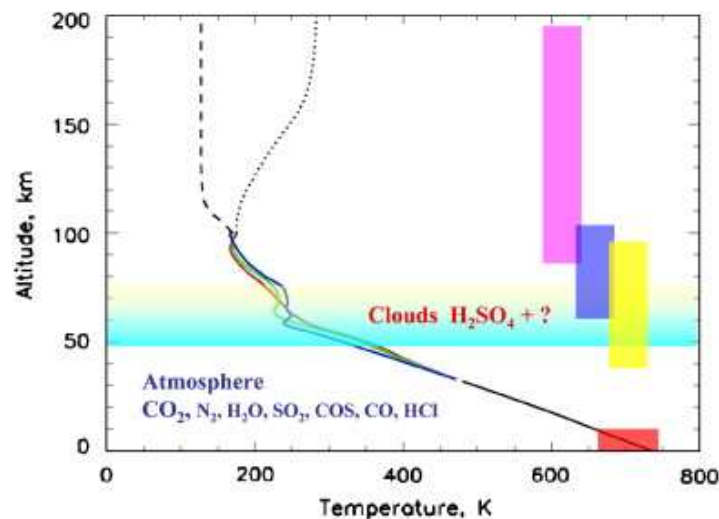


FIG. 2.6 – Structure de l'atmosphère de Vénus (Sieff *et al.*, 1985; Keating *et al.*, 1985).

Notons sur la figure 2.6 que les courbes tracées en traits interrompus et en pointillés correspondent respectivement aux profils de température des côtés nuit et jour de Vénus. En outre, entre 35 et 100 km d'altitude approximativement, on constate plusieurs profils de température différents. En fait, ceux-ci correspondent simplement à des latitudes différentes (rouge $\equiv$ basses latitudes, vert $\equiv$ 60°, bleu $\equiv$ 85°).

Par ailleurs, la moyenne atmosphère (60 à 100 km) a été étudiée au cours des missions orbitales *Pioneer Venus* (avec le radiomètre infrarouge qui était à son bord) et *Venera-15* (avec le spectromètre de Fourier qui était à son bord). Dans cette région, la structure de la température présente des variations significatives en latitude qui sont probablement induites par les processus radiatifs et la dynamique atmosphérique (qui reste encore aujourd'hui assez mal comprise).

En outre, les températures au sein de la thermosphère (100 à 200 km) ont été déduites à partir de l'observation de l'airglow ultraviolet et de mesures in situ de la densité de constituants neutres [Keating *et al.*, 1985 ; Fox et Bougher, 1991]. Ces observations et ces mesures indiquent des températures relativement basses (≤ 300 K) en-dessous de 140 km d'altitude du côté jour, malgré la “faible” distance entre Vénus et le Soleil. Lorsqu'on traverse le terminateur pour accéder à la face nocturne de Vénus, les températures s'effondrent brusquement pour finalement atteindre des valeurs très basses (120 K). Notons que ce comportement très particulier n'a aucun équivalent dans le système solaire.

2.2.2 Les nuages sur Vénus

La planète vénusienne est entièrement entourée par une épaisse couche de nuages qui présente une structure complexe. Les observations de Vénus réalisées dans le domaine visible, même à des distances relativement faibles de la planète, ne permettent pas d'obtenir d'informations satisfaisantes sur les nuages qui entourent la planète. En effet, lorsqu'on observe ces nuages dans le visible, ces derniers semblent former une nappe uniforme entourant l'ensemble de la planète. Par ailleurs, en 1920, on a remarqué que les photographies de Vénus prises avec des filtres UV révélaient alors, dans les nuages, différentes structures recouvertes de taches sombres. En outre, lorsque les conditions d'observation sont optimales, on peut observer un motif très particulier au niveau de l'équateur, qui ressemble à la lettre Y que l'on aurait couchée sur le flanc.



FIG. 2.7 – Image de la partie supérieure des nuages entourant Vénus, prise dans le domaine ultra-violet par le *Hubble Space Telescope*, le 24 janvier 1995 (NASA/JPL).

La couche principale de nuages s'étend approximativement de 45 à 65 km d'altitude au-dessus de la surface vénusienne. De plus, on observe également des couches de brume au-dessus et en-dessous de cette couche principale. À l'intérieur de celle-ci, se dessine une structure complexe constituée d'un ensemble de plusieurs couches et de particules de dimension variée qui se rassemblent à différents niveaux d'altitude. D'autre part, ces particules présentent des diamètres qui s'étendent de moins de $1\ \mu\text{m}$ à $30\ \mu\text{m}$, et ont tendance à se distribuer en fonction de leur taille selon 3 modes. De plus, les diamètres que l'on rencontre le plus souvent se situent

à la fin de l'intervalle mentionné précédemment et dans la région de 2 à 3 μm . A présent, distinguons brièvement les différents modes de particules [Taylor et al., 2006] :

1. le *mode 1* regroupe les particules qui présentent la plus petite taille. La composition de ce mode est toujours inconnue actuellement. En outre, ces particules forment une brume d'aérosols qui s'étend sur toute l'épaisseur de la couche principale de nuages ;
2. le *mode 2* regroupe les particules de dimension intermédiaire. Grâce aux différentes informations recueillies depuis de nombreuses années, on a pu déterminer la composition de ce mode : 75% d' H_2SO_4 (acide sulphurique) et 25% d' H_2O ;
3. le *mode 3* regroupe les particules qui présentent les plus grandes dimensions. C'est précisément ce type de particules qui constituent la majeure partie de la masse totale des nuages. Notons qu'un certain nombre de preuves peu concluantes ont été présentées, indiquant une forme non-sphérique pour ce mode 3 impliquant une structure solide qui pourrait être du soufre cristallin.

Par ailleurs, on peut expliquer la formation des gouttelettes d'acide sulphurique par un modèle dans lequel H_2O et SO_2 (dioxyde de soufre, vraisemblablement d'origine volcanique) se combinent photochimiquement dans la partie supérieure de la couche de nuages. Toutefois, il est nettement moins évident d'expliquer la distribution des particules en fonction de leur taille et particulièrement l'existence de différents modes.

2.2.3 Effet de serre sur Vénus

La température extrêmement élevée que l'on observe à la surface de Vénus est induite par un effet de serre très important. Ce dernier est entretenu par la présence de certains gaz (CO_2 , H_2O , SO_2) et des nuages d'acide sulphurique dans l'atmosphère [Crisp and Titov, 1997 ; Bullock and Grinspoon, 2001]. Par ailleurs, moins de 10% du rayonnement solaire incident pénètre l'atmosphère de Vénus et chauffe sa surface. Cependant, la forte absorption par les gaz et les nuages empêche le rayonnement thermique de s'échapper vers l'espace, et d'ainsi refroidir la surface vénusienne. Le résultat de cet effet de serre extrême est une différence de température d'environ 500 K entre la surface et la portion supérieure de l'épaisse couche de nuages (voir figure 2.6). Il est à noter qu'il s'agit d'un record absolu parmi les différentes planètes telluriques.

2.2.4 Rayonnement dans l'atmosphère de Vénus

Lorsque l'on observe Vénus à partir de l'espace, on distingue 3 types de rayonnements distincts provenant de la planète. Le premier n'est autre que la *réflexion du rayonnement solaire*, qui domine dans le domaine des longueurs d'onde allant de 0.2 μm à $\sim 3 \mu\text{m}$. Il est formé essentiellement dans la portion haute des nuages ($\sim 65 \text{ km}$) et nous renseigne donc sur les propriétés de cette dernière ainsi que sur la région de l'atmosphère située au-dessus des nuages.

Le second type de rayonnement que l'on observe est le *rayonnement thermique*, à des longueurs d'onde supérieures à $\sim 1 \mu\text{m}$. Celui-ci est formé dans une région d'altitude qui s'étend de la mésosphère (60 à 100 km) à la basse atmosphère, et même à la surface de la planète. La découverte de la fenêtre spectrale dans l'infrarouge proche, contenant le rayonnement thermique qui s'échappe de la région située en-dessous des nuages vers l'espace, offre une excellente opportunité pour étudier la basse atmosphère et la surface de Vénus. Cependant, ces émissions sont très faibles et ne peuvent être observées que du côté nuit de Vénus. Par

ailleurs, la spectroscopie et spectro-imagerie du rayonnement thermique peuvent être utilisées pour étudier la composition, la température et la structure des nuages, de même que la dynamique de l'atmosphère à partir de ~ 100 km jusqu'à la surface vénusienne quasiment.

Le troisième type de rayonnement est appelé *airglow* ou *nightglow*² selon qu'il est observé sur la face claire ou sombre de Vénus. Les termes anglophones *airglow* et *nightglow* peuvent être traduits respectivement par "émission du ciel clair" et "émission du ciel nocturne". Toutefois, les scientifiques qui étudient ce genre de phénomène ont pris l'habitude d'utiliser les termes anglophones, nous en ferons donc de même dans la suite de ce travail. Par ailleurs, ce rayonnement provient en fait de la relaxation radiative de plusieurs types de molécules (préalablement excitées), comme par exemple O_2 et NO . Nous n'en dirons pas plus à ce sujet dans cette sous-section, étant donné qu'un chapitre y est consacré ultérieurement.

2.2.5 Dynamique de l'atmosphère de Vénus

La circulation globale de l'atmosphère de Vénus est très différente de celle que l'on connaît sur Terre et peut être décomposée en deux régimes bien distincts : la *super-rotation rétrograde zonale* ou encore *RSZ* (*retrograde superrotating zonal*) dans la troposphère et la mésosphère [Gierasch et al., 1997] et la *circulation subsolaire-antisolaire* ou encore *circulation SS-AS* induite par le chauffage solaire dans la thermosphère [Bougher et al., 1997]. En outre, il est important de souligner que la première présente une grande variabilité en fonction du temps, tandis que la seconde constitue une cellule de circulation stable.

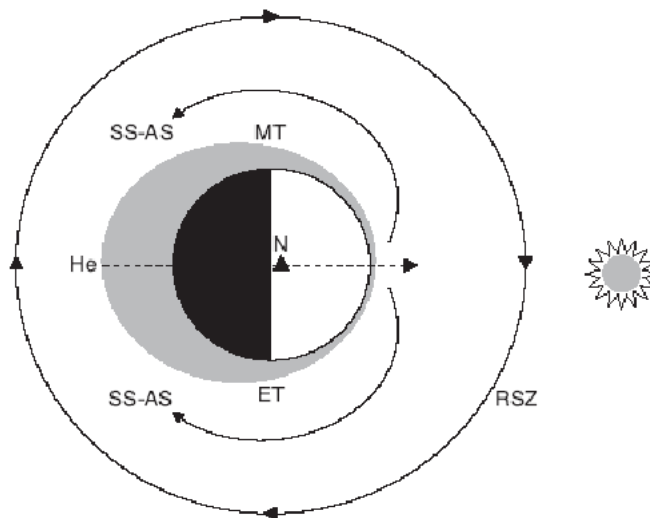


FIG. 2.8 – Représentation schématique très simplifiée de la circulation globale dans la haute atmosphère de Vénus.

La figure 2.8 présente Vénus lorsqu'on l'observe à partir d'une région située au-dessus du pôle nord. De plus, on observe bien sur cette figure les faces sombre et claire de Vénus, ainsi que les deux circulations mentionnées ci-dessus. On peut également y voir ce que l'on appelle

²Notons que *nightglow* n'est autre que la contraction de *night airglow*.

le bourlet d'hélium, représenté en gris. Par ailleurs, les différentes abréviations apparaissant sur ce schéma ont les significations suivantes :

- *SS-AS* : circulation subsolaire-antisolaire,
- *RSZ* : super-rotation rétrograde zonale,
- *ET* : terminateur nuit,
- *MT* : terminateur jour,
- *N* : pôle nord,
- *He* : hélium.

En outre, le suivi des marqueurs UV, les sondes de descente atmosphérique, ainsi que les trajectoires des ballons de la mission Vega, ont tous montré que la super-rotation rétrograde zonale était bien présente dans la troposphère (0 – 70 km). De plus, cette super-rotation présente des vents avec une vitesse maximale de l'ordre de 100 m s^{-1} au niveau de la portion supérieure des nuages. En-dessous de ceux-ci, la vitesse des vents décroît jusqu'à la surface vénusienne où elle atteint presque 0 m s^{-1} . Par ailleurs, des calculs (réalisés à partir de données sur la température) ont montré que les vitesses des vents zonaux situés au-dessus des nuages présentaient une décroissance avec l'altitude, pour finalement atteindre des valeurs proches de 0 m s^{-1} aux alentours de 100 km d'altitude. Notons que depuis de nombreuses années, les scientifiques ont imaginé plusieurs scénarios permettant de rendre compte de ces vents zonaux extrêmement violents. Néanmoins, aucune certitude ne peut encore être affirmée à ce sujet.

On observe également la migration des marqueurs UV à partir de la région équatoriale en direction des deux pôles (i.e. dans la direction méridionale) à des vitesses de moins de 10 m s^{-1} . Galileo/NIMS³ a également observé des mouvements en direction des deux pôles dans la structure profonde des nuages, imagés dans la fenêtre spectrale de l'IR proche. L'impression générale est l'existence de deux gigantesques cellules de circulation, une dans chaque hémisphère, dans lesquelles l'air chaud (chauffé par le soleil) s'élève à l'équateur et voyage plus ou moins horizontalement jusqu'aux pôles où il se refroidit et redescend. De plus, le trajet de l'air en direction des pôles s'effectue au-dessus des nuages, tandis que son retour en direction de l'équateur a lieu en-dessous de ces derniers. Une telle circulation est caractéristique d'une cellule de Hadley⁴, constituant le régime de circulation le plus simple qu'on puisse observer dans l'atmosphère d'une planète. Sur Terre, on observe de telles cellules, et elles s'étendent de la région équatoriale jusqu'à des latitudes moyennes. En outre, comme on peut l'observer sur la figure 2.9 (a) présentée ci-après, sur Vénus, chaque cellule de Hadley s'étend de la région équatoriale à des latitudes plus élevées que sur Terre, en partie à cause de la plus faible vitesse de rotation de la planète.

Par ailleurs, à proximité des pôles, une instabilité complexe se développe, qui demeure présente en permanence. Le *collier polaire* se présente sous la forme d'un ruban d'air très froid d'approximativement 10 km d'épaisseur et doté d'un rayon d'un millier de km, centré sur le pôle (sur les deux pôles). A l'intérieur du *collier polaire*, les températures sont sensiblement plus froides qu'à l'extérieur de ce dernier, environ 40 K en-dessous.

³NIMS $\equiv$ Near-Infrared Mapping Spectrometer.

⁴Ce type de structure a été proposé pour l'atmosphère terrestre par Hadley en 1735.

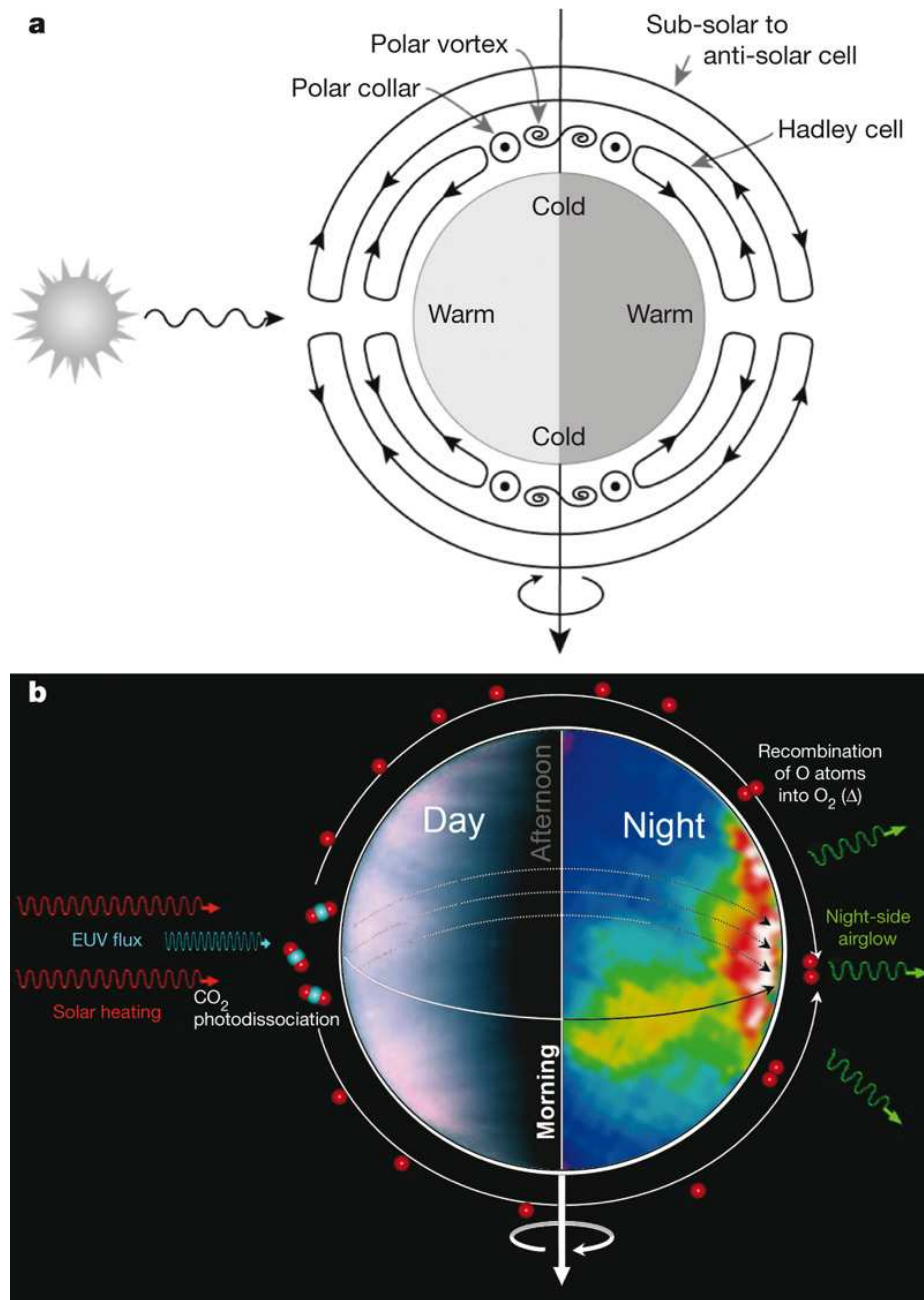


FIG. 2.9 – Représentation schématique des différentes circulations dans l’atmosphère de Vénus (*Svedhem et al.*, 2007).

La figure 2.9 (a) présente Vénus lorsqu’on l’observe à partir d’une région située au-dessus du terminateur jour. Elle illustre les différentes circulations présentes au sein de l’atmosphère vénusienne. On y distingue notamment les deux énormes cellules de Hadley (dont nous avons dit quelques mots précédemment), la circulation SS-AS, ainsi que le collier et le vortex polaire (au niveau des 2 pôles).

Quant à la figure 2.9 (b), il s’agit de la même perspective, mais on illustre davantage la circulation SS-AS qui transporte les atomes d’oxygène (et d’azote comme nous le verrons plus tard) de la face claire vers la face sombre de Vénus, donnant lieu à un phénomène (*nightglow*)

dont nous parlerons ultérieurement.

2.2.6 Processus du transport vertical dans l'atmosphère de Vénus

Le comportement de l'atmosphère de Vénus est trop complexe pour permettre un calcul complet de sa structure et de ses variations à partir de nos connaissances actuelles. Cependant, des progrès importants sur la compréhension du fonctionnement des processus atmosphériques peuvent être obtenus en développant des modèles plus ou moins simples qui prennent seulement en considération un nombre restreint de processus atmosphériques.

Diffusion moléculaire

Dans l'atmosphère d'une planète, la force par unité de masse prépondérante est, bien entendu, causée par l'attraction gravitationnelle de la planète. Celle-ci a pour effet de stratifier fortement l'atmosphère des planètes, ce qui produit une forte anisotropie au sein de celle-ci. Il en résulte que les gradients des propriétés d'état (température, pression, ...) et de composition chimique sont beaucoup plus importants selon la direction verticale locale que dans un plan horizontal.

L'effet majeur de la gravité sur l'atmosphère d'une planète est de générer un gradient de la pression totale p le long de la direction verticale z . Dans une atmosphère statique, l'équilibre hydrostatique impose :

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (2.1)$$

où ρ est la densité massique totale (kg m^{-3}) et g est l'accélération de la pesanteur (m s^{-2}). Si l'on suppose que le gaz considéré suit la loi des gaz parfaits :

$$p = nkT = \frac{\rho kT}{m} \quad (2.2)$$

où n est la densité numérique totale⁵ (m^{-3}), k est la constante de Boltzmann, T est la température absolue et m est la masse moléculaire moyenne du gaz. Si l'on combine les équations (2.3) et (2.2), il vient :

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{mg}{kT}p = -\frac{p}{H} \quad (2.3)$$

où

$$H = \frac{kT}{mg} \quad (2.4)$$

est la hauteur d'échelle⁶ de l'atmosphère. En outre, pour obtenir le profil vertical de la pression totale $p(z)$, il faut intégrer l'équation (2.3). Dans une situation hypothétique où la hauteur d'échelle H ne dépend pas de l'altitude, c'est-à-dire que l'atmosphère est isotherme, l'intégration est immédiate et l'on obtient :

$$p(z) = p(z_0) \exp \left[-\left(\frac{z - z_0}{H} \right) \right] \quad (2.5)$$

où $p(z_0)$ est la pression à une altitude de référence z_0 . Dans l'atmosphère de Vénus, la hauteur d'échelle à la surface est approximativement égale à 15 km alors qu'à 90 km d'altitude, elle

⁵Notons que la densité numérique est souvent exprimée en cm^{-3} dans la littérature scientifique qui traite des processus atmosphériques de Vénus.

⁶Scale height en anglais.

atteint environ 4 km. Par conséquent, pour obtenir la pression totale à l'altitude z , il nous faut intégrer l'expression (2.3) sans réaliser l'hypothèse précédente. En intégrant (2.3), il vient :

$$\int_{p_0}^p \frac{dp'}{p'} = - \int_{z_0}^z \frac{dz'}{H(z')} \quad (2.6)$$

$$p(z) = p(z_0) \exp \left[- \int_{z_0}^z \frac{dz'}{H(z')} \right] \quad (2.7)$$

Etant donné la forme complexe de la distribution de H en fonction de l'altitude z , l'intégrale apparaissant dans le membre de droite de (2.7) devra être réalisée numériquement.

Par ailleurs, l'atmosphère d'une planète est bien entendu composée d'un mélange de plusieurs gaz. Selon la loi de Dalton, les pressions partielles des gaz composant l'atmosphère sont telles que :

$$\sum_i p_i = p \quad (2.8)$$

où p_i est la pression partielle du gaz i . En général, le rapport des pressions relatives de deux gaz différents quelconques varie avec l'altitude z , même pour les gaz non réactifs, à cause du processus de *diffusion moléculaire*. Un exposé compliqué sur la diffusion dans les gaz a été réalisé par *Cowling et Chapman* [1970]. Ils ont montré que l'équation fondamentale qui régit le processus de diffusion moléculaire dans un mélange de plusieurs gaz est donnée par :

$$\begin{aligned} - \sum_j \frac{1}{D_{ij}} x_i x_j (\vec{v}_i - \vec{v}_j) &= \vec{\nabla} x_i + \left(x_i - \frac{\rho_i}{\rho} \right) \vec{\nabla} \ln p - \frac{\rho_i}{p\rho} \left(\rho \vec{F}_i - \sum_j \rho_j \vec{F}_j \right) \\ &+ (k_T)_i \vec{\nabla} \ln T \end{aligned} \quad (2.9)$$

où $x_i = \frac{n_i}{n}$ est le rapport de mélange de l'espèce i , n_i est la densité numérique de l'espèce i , ρ_i est la densité massique de l'espèce i , $\vec{F}_i$ est la force par unité de masse qui agit sur l'espèce i , $(k_T)_i$ est le coefficient de diffusion thermique pour l'espèce i , $\vec{v}_i$ est la vitesse de diffusion moléculaire de l'espèce i par rapport à la vitesse barycentrique, $\vec{v}_j$ est la vitesse de diffusion moléculaire de l'espèce j par rapport à la vitesse barycentrique, et D_{ij} est le coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce i dans l'espèce j . De plus, $(k_T)_i$ est donné par :

$$(k_T)_i = \sum_{j \neq i} x_i x_j \alpha_{ij} \quad (2.10)$$

où en première approximation, α_{ij} est le facteur de diffusion thermique binaire [*Cowling and Chapman*, 1970]. En outre, en bonne approximation, on peut considérer que l'atmosphère est constituée de couches horizontales parallèles, de sorte que les propriétés des différents gaz de cette atmosphère ne dépendent que de l'altitude z . Par conséquent, l'opérateur $\vec{\nabla} = \sum_{i=1}^3 \vec{e}_i \frac{\partial}{\partial x_i}$

se réduit finalement à $\vec{e}_z \frac{\partial}{\partial z}$. Si l'on tient compte de cette dernière remarque et si l'on considère l'expression (2.10), alors l'équation (2.9) prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} - \sum_j \frac{1}{D_{ij}} x_i x_j (v_i - v_j) &= \frac{dx_i}{dz} + \left(x_i - \frac{\rho_i}{\rho} \right) \frac{d \ln p}{dz} - \frac{\rho_i}{p\rho} \left(\rho F_i - \sum_j \rho_j F_j \right) \\ &+ \sum_{j \neq i} x_i x_j \alpha_{ij} \frac{d \ln T}{dz} \end{aligned} \quad (2.11)$$

où v_i et v_j sont les composantes verticales (selon z) respectivement de la vitesse de diffusion moléculaire $\vec{v}_i$ et de la vitesse de diffusion moléculaire $\vec{v}_j$ (définies précédemment); F_i et F_j sont les composantes selon z respectivement des forces $\vec{F}_i$ et $\vec{F}_j$. En outre, comme $\frac{\rho_i}{\rho} = \frac{m_i}{m}$, l'équation (2.11) peut encore s'écrire de la façon suivante :

$$-\sum_j \frac{1}{D_{ij}} x_i x_j (v_i - v_j) = \frac{dx_i}{dz} + x_i \left(\frac{m - m_i}{m} \right) \frac{d \ln p}{dz} - \underbrace{x_i \frac{m_i}{mp} \left(\rho F_i - \sum_j \rho_j F_j \right)}_{\star} + \sum_{j \neq i} x_i x_j \alpha_{ij} \frac{d \ln T}{dz} \quad (2.12)$$

où $m = \frac{\sum_j n_j m_j}{\sum_j n_j}$ est la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère. De plus, si l'on remarque que les forces extérieures agissant sur les constituants se réduisent aux seules forces gravifiques, c'est-à-dire que pour chaque constituant i , on a :

$$F_i = -g(z) \text{ (force par unité de masse),} \quad (2.13)$$

le terme $\star$ apparaissant dans l'équation (2.12), peut alors être éliminé de cette dernière. Ensuite, en divisant les deux membres de l'équation (2.12) sans le terme $\star$ par x_i , on obtient finalement :

$$-\sum_j \frac{1}{D_{ij}} x_j (v_i - v_j) = \underbrace{\frac{d \ln x_i}{dz}}_1 + \underbrace{\left(\frac{m - m_i}{m} \right) \frac{d \ln p}{dz}}_2 + \underbrace{\sum_{j \neq i} x_j \alpha_{ij} \frac{d \ln T}{dz}}_3 \quad (2.14)$$

Cette équation (2.14) nous montre très clairement que la vitesse de diffusion moléculaire de l'espèce i est le résultat de plusieurs contributions :

1. un gradient de la concentration de l'espèce i : terme 1.
2. un gradient de la pression totale p : terme 2.
3. un gradient de la température absolue T : terme 3.

Le terme 1 produit un flux diffusif tant que le mélange gazeux est inhomogène, c'est-à-dire tant que $\frac{dx_i}{dz} \neq 0$. Ce terme traduit en fait la tendance du mélange gazeux à atteindre un état homogène. Quant aux termes 2 et 3, ils ont tendance à maintenir le mélange gazeux dans un état inhomogène tant que subsistent des gradients de pression et de température.

A présent, nous allons considérer le cas particulier d'un mélange de gaz binaire. Supposons que l'on étiquette les deux gaz respectivement par les indices 1 et 2. La vitesse de diffusion moléculaire du gaz numéro 1 dans le gaz numéro 2 est alors simplement donnée par l'équation (2.14) particularisée au cas d'un mélange binaire. Il vient donc :

$$-\frac{1}{D_{12}} x_2 (v_1 - v_2) = \frac{d \ln x_1}{dz} + \left(\frac{m - m_1}{m} \right) \frac{d \ln p}{dz} + x_2 \alpha_{12} \frac{d \ln T}{dz} \quad (2.15)$$

où la masse moléculaire moyenne du mélange m vaut dès lors :

$$m = \frac{m_1 n_1 + m_2 n_2}{n} \quad (2.16)$$

où $n = n_1 + n_2$. En outre, si l'on divise les deux membres de l'équation (2.15) par x_2 , et qu'on les multiplie ensuite par $-D_{12}$, il vient :

$$\underbrace{(v_1 - v_2)}_{v_{12}} = -D_{12} \left[\frac{1}{x_1 x_2} \frac{dx_1}{dz} + \frac{1}{x_2} \left(1 - \frac{m_1}{m} \right) \frac{d \ln p}{dz} + \alpha_{12} \frac{d \ln T}{dz} \right] \quad (2.17)$$

De plus, si l'on considère que le gaz numéro 2 est fortement majoritaire dans le mélange binaire considéré (le gaz numéro 1 est donc minoritaire dans ce mélange binaire), on peut réaliser l'approximation suivante :

$$n \approx n_2 \Rightarrow m \approx m_2 \quad (2.18)$$

En prenant en considération cette approximation et en se rappelant que $x_1 = \frac{n_1}{n}$ et $x_2 = \frac{n_2}{n}$,

l'équation (2.17) se réécrit donc :

$$v_{12} = -D_{12} \left[\underbrace{\frac{n}{n_1} \frac{d}{dz} \left(\frac{n_1}{n} \right)}_1 + \underbrace{\left(1 - \frac{m_1}{m} \right) \frac{d \ln p}{dz}}_2 + \underbrace{\alpha_{12} \frac{d \ln T}{dz}}_3 \right] \quad (2.19)$$

Par ailleurs, en utilisant les équations (2.3) et (2.2), on peut obtenir la relation suivante :

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dz} = -\frac{1}{H} - \frac{1}{T} \frac{dT}{dz}, \quad (2.20)$$

qui va nous être utile pour simplifier l'équation (2.19). Dans cette optique, nous allons modifier quelque peu les trois termes mis en évidence dans le membre de droite de (2.19).

1. terme 1 :

$$\frac{n}{n_1} \frac{d}{dz} \left(\frac{n_1}{n} \right) = \frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dz} - \frac{1}{n} \frac{dn}{dz} \quad (2.21)$$

En injectant (2.20) dans (2.21), il vient :

$$\frac{n}{n_1} \frac{d}{dz} \left(\frac{n_1}{n} \right) = \frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dz} + \frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \quad (2.22)$$

2. terme 2 :

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{m_1}{m} \right) \frac{d \ln P}{dz} &= - \left(1 - \frac{m_1}{m} \right) \frac{1}{H} \\ &= -\frac{1}{H} + \frac{1}{H_1} \end{aligned} \quad (2.23)$$

3. terme 3 : Pour la plupart des gaz (N_2 , O_2 , O , CO_2), à l'exception des gaz les plus légers tels que H et He , $\alpha_{12} \approx 0$.

Par conséquent, si l'on tient compte de ces trois modifications, on peut finalement écrire l'équation (2.19) comme suit :

$$v_{12} = -D_{12} \left[\frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dz} + \frac{1}{H_1} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right] \quad (2.24)$$

Cette équation (2.24) nous permet donc de calculer la vitesse de diffusion moléculaire ($v_{12} \equiv v_1 - v_2$) d'un gaz minoritaire numéroté 1 dans un gaz majoritaire numéroté 2.

En outre, l'atmosphère de Vénus est constituée d'un mélange de nombreux gaz, dont un est fortement majoritaire par rapport à tous les autres : le CO_2 (96.5%). Grâce à cette particularité, nous pouvons en bonne approximation considérer que chacun des constituants minoritaires diffuse dans le CO_2 indépendamment de tous les autres constituants minoritaires, comme s'il formait un mélange gazeux binaire avec le CO_2 . Par conséquent, nous pouvons appliquer l'équation (2.24) pour déterminer la vitesse de diffusion moléculaire dans l'atmosphère de Vénus d'un constituant minoritaire i quelconque. Etant donné que dans notre cas, les indices 2 et 1 apparaissant dans l'équation (2.24), correspondent systématiquement respectivement au CO_2 et à un des gaz minoritaires i , nous n'écrirons plus que l'indice i permettant de distinguer le gaz minoritaire que l'on considère. A l'avenir, nous écrirons donc la vitesse de diffusion moléculaire de l'espèce minoritaire i de la manière suivante :

$$v_{m,i} = -D_i \left[\frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dz} + \frac{1}{H_i} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right] \quad (2.25)$$

Notons que nous avons utilisé l'indice m dans l'équation (2.25) pour rappeler qu'il s'agit de la vitesse de diffusion *moléculaire*.

Diffusion turbulente

Quelle que soit l'atmosphère considérée, il existe une grande variété de processus qui ont tendance à mélanger cette dernière et à rendre sa composition chimique homogène, bien plus efficacement que ne le fait la diffusion moléculaire seule. Nos connaissances actuelles de ces processus sont assez limitées, même pour l'atmosphère terrestre.

Concernant Vénus, notre connaissance est insuffisante pour tenter de modéliser la dynamique et l'effet de chacun de ces processus individuellement. Toutefois, afin de progresser dans la description quantitative des processus intervenant dans le transport vertical, à côté de la diffusion moléculaire, nous allons généraliser l'équation "*basique*" (2.14) qui ne prend en compte que les processus moléculaires. En outre, rappelons que dans cette équation, seul le gradient de concentration représente un processus qui tend à rendre homogène la composition de l'atmosphère. Cependant, son importance est contrôlée par le coefficient de diffusion moléculaire D_{ij} qui provient de la théorie cinétique des gaz, et qui ne peut donc pas être considéré comme un paramètre libre. C'est-à-dire que l'on ne pourra pas le faire varier afin d'ajuster les résultats d'un modèle donné avec les observations. Par ailleurs, afin de prendre en compte l'ensemble des processus qui tendent à rendre homogène la composition atmosphérique, nous allons ajouter un quatrième terme dans le membre de droite de l'équation (2.14) tel que :

$$- \sum_j \frac{1}{D_{ij}} x_j \underbrace{(v_i^* - v_j^*)}_{v_{ij}^*} = \frac{d \ln x_i}{dz} + \left(\frac{m - m_i}{m} \right) \frac{d \ln p}{dz} + \sum_{j \neq i} x_j \alpha_{ij} \frac{d \ln T}{dz} + \underbrace{\sum_j \frac{x_j}{D_{ij}} K \frac{d}{dz} \left(\ln \frac{x_i}{x_j} \right)}_{\text{nouveau terme}} \quad (2.26)$$

où v_i^* et v_j^* représentent respectivement les vitesses de diffusion totale (diffusion moléculaire + diffusion turbulente) des constituants i et j . Par ailleurs, ce nouveau terme introduit une contribution à la diffusion, similaire à celle qu'apporte le gradient de concentration. En effet, ces deux contributions agissent dans le même sens, c'est-à-dire qu'elles tendent à rendre homogène la composition de l'atmosphère. En outre, ce nouveau terme va contribuer à la

diffusion tant que les gradients de concentration relative sont différents de 0, c'est-à-dire tant que $\frac{d}{dz} \left(\frac{x_i}{x_j} \right) \neq 0$. De plus, l'ajout de ce terme renforce considérablement le processus de mélange vertical, car le coefficient K , appelé coefficient de diffusion turbulente, est un paramètre libre. On pourra donc lui attribuer la valeur que l'on souhaite, de manière à reproduire le plus fidèlement possible le mélange atmosphérique réel, produit par différents processus que l'on ne connaît pas encore en détails à l'heure actuelle. Bien entendu, selon le problème que l'on traite et l'environnement dans lequel on se trouve, il faudra adapter ce coefficient de manière adéquate. D'ordinaire, ce coefficient peut varier avec l'altitude mais est indépendant des différentes espèces en présence.

Afin de mieux visualiser l'effet de ce nouveau terme, nous allons appliquer l'équation (2.26) à un mélange gazeux binaire. Dans ce cas particulier, $x_1 + x_2 = 1$ et on obtient donc :

$$(x_1 - 1) \underbrace{(v_1^* - v_2^*)}_{v_{12}^*} = \underbrace{(D_{12} + K) \frac{d \ln x_1}{dz}}_* + D_{12} \underbrace{\left[\frac{m - m_1}{m} \frac{d \ln p}{dz} + (1 - x_1) \alpha_{12} \frac{d \ln T}{dz} \right]}_{**} \quad (2.27)$$

Sous cette forme (2.27), on voit clairement que le coefficient K augmente uniquement l'importance du terme $*$ qui tend à rendre la composition atmosphérique homogène. Par conséquent, si $K \gg D_{12}$, l'atmosphère tendra vers un état homogène en composition. En effet, le terme $*$ domine alors largement le terme $**$ qui, lui, agit de manière à rendre inhomogène l'atmosphère tant que des gradients de pression et de température sont présents.

A présent, comme nous l'avons fait pour la vitesse de diffusion moléculaire, nous allons supposer que le gaz numéro 2 est fortement majoritaire dans le mélange binaire considéré. En suivant un raisonnement analogue à celui que nous avons suivi pour établir l'expression de la vitesse de diffusion moléculaire d'un gaz minoritaire numéroté 1 dans un gaz majoritaire numéroté 2, nous obtenons l'expression suivante pour v_{12}^* :

$$v_{12}^* = - (D_{12} + K) \left[\frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dz} + \frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right] - D_{12} \left[-\frac{1}{H} + \frac{1}{H_1} \right] \quad (2.28)$$

Par ailleurs, en soustrayant l'équation (2.28) de l'équation (2.24), on obtient finalement l'expression de la vitesse de diffusion turbulente du gaz minoritaire 1, que l'on désignera par $v_{e,1}$:

$$v_{e,1} = -K \left[\frac{1}{n_1} \frac{dn_1}{dz} + \frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right] \quad (2.29)$$

Par conséquent, la vitesse de diffusion turbulente d'un constituant minoritaire i dans l'atmosphère de Vénus s'écrira :

$$v_{e,i} = -K \left[\frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dz} + \frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} \right] \quad (2.30)$$

Dans les équations (2.29) et (2.30), l'indice e fait référence au terme anglophone *eddy diffusion* signifiant *diffusion turbulente*.

En outre, connaissant l'expression des vitesses de diffusion moléculaire et turbulente, dans la direction verticale z , d'un constituant minoritaire i dans l'atmosphère de Vénus, le flux de

diffusion total selon z pour ce même constituant est simplement donné par :

$$\begin{aligned} (\Phi_{diff,i})_z &= (\Phi_{m,i})_z + (\Phi_{e,i})_z \\ &= n_i v_{m,i} + n_i v_{e,i} \\ &= -(D_i + K) \left(\frac{dn_i}{dz} + \frac{n_i}{T} \frac{dT}{dz} \right) - \left(\frac{D_i}{H_i} + \frac{K}{H} \right) n_i \end{aligned} \quad (2.31)$$

2.2.7 Temps caractéristique du transport vertical par diffusion moléculaire et par diffusion turbulente

Diffusion moléculaire

Connaissant l'expression de la vitesse de diffusion moléculaire d'un constituant minoraire i dans une atmosphère constituée d'un gaz fortement majoritaire, on peut évaluer le temps nécessaire à une particule soumise à la diffusion moléculaire pour parcourir une distance caractéristique prise conventionnellement égale à sa hauteur d'échelle, notée H_i précédemment. Si l'on suppose que l'atmosphère est isotherme, le temps caractéristique de la diffusion moléculaire du constituant i est donné par :

$$\tau_{diff. mol.}^i \approx \frac{H_i}{v_{m,i}} \Rightarrow \tau_{diff. mol.}^i \approx \frac{H_i}{\frac{D_i}{H_i}} = \frac{H_i^2}{D_i}, \quad (2.32)$$

si l'on néglige $\frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dz}$ devant $\frac{1}{H_i}$ dans l'expression de la vitesse de diffusion moléculaire (2.25).

Diffusion turbulente

En ce qui concerne le temps caractéristique de la diffusion turbulente, la distance caractéristique que l'on prend conventionnellement est la hauteur d'échelle de l'atmosphère, notée H précédemment. Si l'on réalise à nouveau l'hypothèse d'atmosphère isotherme, le temps caractéristique de la diffusion turbulente est alors donné par :

$$\tau_{diff. turb.}^i \approx \frac{H}{v_{e,i}} \Rightarrow \tau_{diff. turb.}^i \approx \frac{H}{\frac{K}{H}} = \frac{H^2}{K}, \quad (2.33)$$

si l'on néglige $\frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dz}$ devant $\frac{1}{H}$ dans l'expression de la vitesse de diffusion turbulente (2.30).

2.3 Modèle empirique global de la thermosphère de Vénus VTS3N

Hedin et al. [1983] ont développé un modèle empirique global de la thermosphère de Vénus. Etant donné que ce dernier est encore largement utilisé par les chercheurs qui étudient les phénomènes atmosphériques se produisant sur Vénus, nous pensons qu'il est intéressant d'en dire quelques mots, d'autant plus que nous l'avons utilisé pour obtenir certaines données de notre problème, comme nous le verrons dans la suite de ce travail.

La mission Pioneer Venus [*Colin*, 1979] a été la première à fournir suffisamment de données sur la composition et la structure de la thermosphère vénusienne, permettant la construction de modèles empiriques compréhensibles. Le modèle développé par *Hedin et al.* rend compte

de la température thermosphérique et de la composition atmosphérique au dessus de 100 kilomètres d'altitude, en utilisant un développement en harmoniques sphériques. Quant au nombre d'harmoniques, il est limité à cinq dans ce modèle. Par ailleurs, ce sont les données recueillies par l'ONMS (Orbiter Neutral Mass Spectrometer) à bord de Pioneer Venus, qui ont été utilisées comme entrées primaires pour déterminer les variations globales. Les données obtenues par l'ONMS couvrent une période temporelle qui s'étend du 23 décembre 1978 au 16 août 1980. De plus, les mesures de l'ONMS utilisées pour ce modèle ont été réalisées dans un intervalle d'altitude compris entre⁷ 142 et 250 kilomètres. Ajoutons également que celles-ci sont issues d'une bande de latitudes de quelques degrés autour de $16^\circ N$ de latitude. En outre, des informations supplémentaires sur les profils verticaux des densités numériques ont été obtenues grâce aux données recueillies par les 4 sondes à bord de Pioneer Venus au dessus de 100 kilomètres d'altitude [Seiff *et al.*, 1980] et par les données publiées par *von Zahn et al.* [1980] sur He et CO₂ en-dessous de 180 kilomètres d'altitude.

Par ailleurs, détaillons quelque peu les différentes entrées et sorties de ce modèle.

- Entrées du modèle :
 1. les différentes altitudes auxquelles on désire obtenir les variables de sortie,
 2. l'année à laquelle on souhaite obtenir les variables de sortie,
 3. la latitude,
 4. l'angle horaire local,
 5. l'indice $F_{10.7cm}$, qui reflète l'importance du flux solaire radioélectrique⁸ à 10.7 cm (c'est donc un indicateur de l'activité solaire).
- Sorties du modèle :
 1. les densités numériques de CO₂, O, CO, He, N, N₂,
 2. la densité massique totale,
 3. la température exosphérique,
 4. le profil de température aux altitudes souhaitées.

⁷142 km d'altitude correspond en fait au péricentre le plus bas de Pioneer Venus au cours de la mission.

⁸Ce flux solaire radioélectrique à 10.7 cm est mesuré à Ottawa depuis 1948 et est actuellement centralisé à Bruxelles, à l'Observatoire Royal. Ce flux radioélectrique quotidien est exprimé en $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ et prend naissance dans la chromosphère.

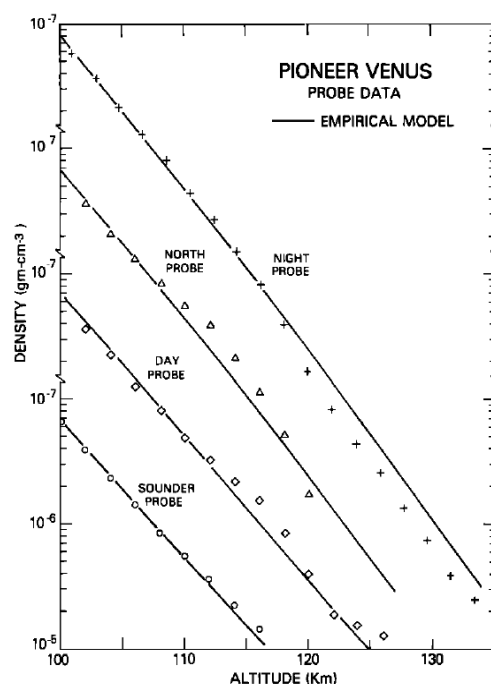


FIG. 2.10 – Densités massiques totales de l’atmosphère de Vénus en fonction de l’altitude, obtenues à partir des 4 sondes à bord de Pioneer Venus. On a représenté en traits pleins les profils de ces densités massiques fournies par le modèle empirique *VTS3N*.

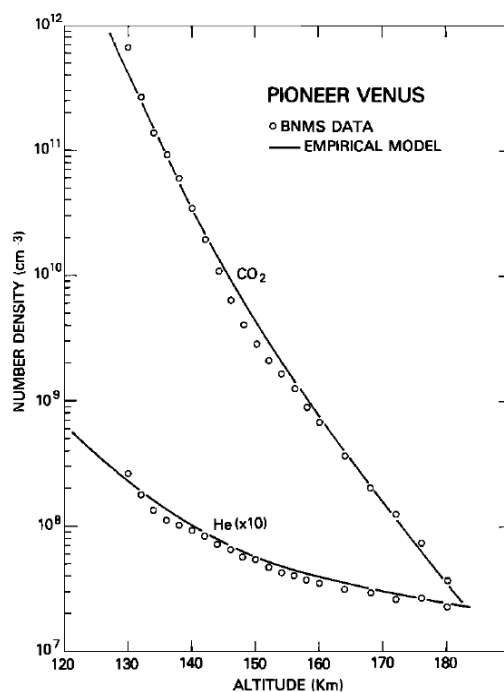


FIG. 2.11 – Densités numériques de CO_2 et de He en fonction de l’altitude, obtenues par l’instrument BNMS (Bus Neutral Mass Spectrometer) à bord du bus de descente de Pioneer Venus. On voit également les profils fournis par le modèle empirique *VTS3N*.

Airglow dans l'atmosphère nocturne de Vénus

Dans la sous-section 2.2.4, nous avons exposé les différents rayonnements électromagnétiques provenant de l'atmosphère vénusienne. Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser plus particulièrement à celui que l'on qualifie d' "*airglow*" ou de "*nightglow*" suivant qu'il est observé sur les faces respectivement claire ou sombre de Vénus. Rappelons tout de même que "*nightglow*" est en fait la contraction de "*night airglow*".

Avant d'en venir au phénomène de "*nightglow*" proprement dit, il nous faut introduire quelques notions de spectroscopie moléculaire et dire quelques mots à propos de l'énergie des molécules diatomiques¹.

3.1 Bref rappel de spectroscopie moléculaire

Dans les spectres moléculaires, on observe généralement des groupements de raies caractéristiques appelés *bandes*. C'est pour cette raison que l'on parle souvent de *spectres de bandes*. Les bandes moléculaires sont généralement clairement délimitées d'un côté, la limite définissant une *tête de bande* alors que les intensités diminuent progressivement dans la direction opposée. L'ensemble des bandes régulièrement espacées dans le spectre et d'aspect similaire forme un *système de bandes*. Par ailleurs, remarquons que dans certains spectres, les têtes de bandes peuvent ne pas être clairement définies voire inexistantes. On parle alors de spectres *multi-raies*. Il est également possible d'observer des *spectres continus*, c'est-à-dire ne comportant pas de raies discrètes dans une région spectrale donnée.

3.2 Energie des molécules diatomiques

3.2.1 Généralités

Si l'on suppose qu'une molécule possède, outre le mouvement interne des électrons, des mouvements de rotation et de vibration des atomes qui sont quantifiés. Par contre, les mouvements de translation, eux, ne sont pas quantifiés.

Si l'on ne s'intéresse pas à ce mouvement de translation, on peut écrire en première approximation, l'énergie d'une molécule sous la forme de trois contributions :

$$E = E_{el} + E_{vib} + E_{rot} \quad (3.1)$$

où E_{el} , E_{vib} et E_{rot} sont respectivement associées à l'énergie électronique (c'est-à-dire au mouvement des électrons), à l'énergie vibrationnelle (oscillation des noyaux autour de leur position d'équilibre) et à l'énergie rotationnelle (rotation d'ensemble de la molécule). Par ailleurs, notons que ces trois contributions sont quantifiées et qu'elles satisfont la relation suivante :

$$E_{rot} \ll E_{vib} \ll E_{el} \quad (3.2)$$

¹On envisage ici uniquement le cas de molécules diatomiques, car ce sont des molécules de ce type qui interviennent dans les processus de nightglow qui nous intéressent.

Par conséquent, comme on peut le voir sur le diagramme des niveaux d'énergie, les niveaux d'énergie électroniques sont énergétiquement espacés. Par ailleurs, à chacun de ces niveaux correspondent des niveaux vibrationnels plus serrés et enfin, à chaque niveau vibrationnel correspond un grand nombre de niveaux rotationnels encore plus proches en énergie.

En règle générale, le traitement de ces différents mouvements (électronique, vibrationnel et rotationnel), par la mécanique quantique, n'est pas évident, et cela même pour des molécules très simples. Cependant, comme les masses des noyaux sont grandes par rapport aux masses électroniques, les trois types de mouvements peuvent être considérés séparément, en première approximation. Cela revient en fait à formuler *l'approximation de Born-Oppenheimer*. Celle-ci suppose que la fonction d'onde totale de la molécule Ψ_{tot} peut être décomposée de la manière suivante :

$$\boxed{\Psi_{tot} = \Psi_{el}\Psi_{vib}\Psi_{rot}} \quad (3.3)$$

ce qui permet de résoudre chaque problème séparément.

Selon la loi de Planck, la variation d'énergie associée à une transition spectrale est donnée par :

$$\begin{aligned} h\nu &= hc\sigma = \Delta E \\ &= E' - E'' \\ &= \Delta E_{el} + \Delta E_{vib} + \Delta E_{rot} \end{aligned} \quad (3.4)$$

où h est la constante de Planck², ν la fréquence de la radiation électromagnétique (s'exprime en Hz), c la vitesse de la lumière dans le vide³ et σ le nombre d'onde de la radiation par unité de longueur (s'exprime souvent en cm^{-1}). En outre, on peut encore écrire (3.4) de la façon suivante :

$$hc\sigma = (E'_{el} - E''_{el}) + (E'_{vib} - E''_{vib}) + (E'_{rot} - E''_{rot}) \quad (3.5)$$

Par ailleurs, étant donné les considérations précédentes, on peut distinguer trois types de spectres moléculaires :

1. les spectres électroniques, généralement observés dans l'ultraviolet et le visible, correspondent à la formule (3.4) et sont constitués de systèmes de bandes. Le premier terme de (3.4) détermine la position du système de bandes, le second la position relative d'une bande dans ce système et le troisième détermine la structure fine de la bande.
2. dans l'infrarouge proche, seules les énergies vibrationnelles et rotationnelles sont modifiées, c'est-à-dire que $E'_{el} = E''_{el}$. On parle alors de spectres de vibration-rotation. Dans ce cas particulier, la formule (3.4) devient :

$$hc\sigma = \Delta E = E' - E'' = \Delta E_{vib} + \Delta E_{rot} = (E'_{vib} - E''_{vib}) + (E'_{rot} - E''_{rot}) \quad (3.6)$$

3. dans l'infrarouge lointain, seules les énergies rotationnelles sont modifiées, c'est-à-dire que $E'_{el} = E''_{el}$ et $E'_{vib} = E''_{vib}$. On parle alors de spectre de rotation pure. Celui-ci consiste en des raies simples correspondant aux transitions obéissant à la formule :

$$\begin{aligned} hc\sigma &= \Delta E = E' - E'' \\ &= \Delta E_{rot} = E'_{rot} - E''_{rot} \end{aligned} \quad (3.7)$$

²La constante de Planck vaut $h = 6.62606876 \times 10^{-34}$ J s.

³La vitesse de la lumière dans le vide est donnée par $c = 2.99792458 \times 10^8$ m s⁻¹.

Cela est valable pour les gaz. En effet, si l'on considère les liquides, les interactions entre molécules empêchent celles-ci de tourner librement et les niveaux vibrationnels ne sont plus décomposés en sous-niveaux rotationnels discrets que l'on peut distinguer. On observe, dans ce cas-là, un spectre de vibration, formé de bandes larges.

3.2.2 Nomenclature

A présent, nous allons introduire quelques notions de nomenclature concernant les molécules diatomiques. Les états énergétiques des molécules diatomiques sont classés en terme de plusieurs nombres quantiques moléculaires (d'une manière analogue aux états énergétiques des atomes). Dans une molécule diatomique, le mouvement des électrons se fait dans le cadre d'une symétrie "*cylindrique*" définie par l'axe internucléaire de la molécule. Il en résulte que seule la projection du moment cinétique $\vec{L}$ de l'orbitale électronique, sur l'axe internucléaire, est une constante du mouvement. Celle-ci suffit donc à caractériser le moment cinétique électronique $\vec{L}$. On note cette composante M_L , qui peut prendre les valeurs allant de $-|\vec{L}|$ à $|\vec{L}|$ par pas de 1. En outre, des états caractérisés par une même valeur absolue de M_L mais avec un M_L de signe différent, ont la même énergie et sont donc dégénérés. Afin de classer les états moléculaires, on considèrera donc plutôt $|M_L|$ qui constitue le premier nombre quantique moléculaire que l'on note Λ . Celui-ci peut prendre les valeurs $\Lambda = 0, 1, 2, \dots, |\vec{L}|$. Il apparaît donc que pour chaque valeur de $|\vec{L}|$, la molécule possède $|\vec{L}| + 1$ états distincts caractérisés par des énergies différentes. Suivant que $\Lambda = 0, 1, 2, 3, \dots$, les états moléculaires correspondant seront respectivement notés par les lettres grecques $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi$, etc... Remarquons que le seul état non dégénéré est l'état Σ (car pour celui-ci, M_L ne peut prendre que la valeur 0).

S est le nombre quantique qui décrit le spin résultant $\vec{S}$ de la molécule. Ce spin rend compte de dégénérescences observées lorsqu'un champ magnétique externe est appliqué au système moléculaire. De manière générale, il y a $2S + 1$ valeurs possibles pour le spin moléculaire, que l'on appelle *multiplicité* de l'état moléculaire. Pour les états caractérisés par un $\Lambda = 0$, $S = 0$.

Pour les molécules diatomiques, tout plan passant par l'axe internucléaire est un plan de symétrie. Les fonctions d'ondes des états Σ peuvent donc rester inchangées ou changer de signe lors d'une réflexion par un plan de symétrie. Dans le premier cas, l'état sera désigné par Σ^+ tandis que dans le second, on le désignera par Σ^- .

Dans le cas d'une molécule diatomique *homopolaire*, le potentiel dans lequel les électrons se déplacent, possède une symétrie par rapport au centre de symétrie de la molécule⁴. Si la fonction d'onde reste inchangée lors d'une réflexion par rapport au centre, on doit ajouter à la lettre grecque caractérisant $|M_L|$ un indice g pour *gerade*⁵. Dans le cas contraire, on ajoutera un indice u pour *ungerade*⁶.

Quant aux états électroniques des molécules diatomiques, ils sont distingués par différentes lettres majuscules et minuscules. La lettre X est généralement attribuée à l'état électronique fondamental, tandis que A, B, C , etc... sont utilisés pour désigner les états excités caractérisés par une même multiplicité que l'état électronique fondamental. Les états relatifs à une multiplicité différente de celle de l'état électronique fondamental sont notés avec les lettres minuscules a, b, c , etc... par ordre d'énergies croissantes.

⁴En effet, si l'on permute les atomes, le potentiel reste inchangé.

⁵En allemand, *gerade* signifie pair.

⁶En allemand, *ungerade* signifie impair.

Voici donc la forme générale représentative d'un état moléculaire particulier (pour les molécules diatomiques) :

$$X^{2S+1}\Lambda_{g/u}^{+/-} \quad (3.8)$$

où les notations apparaissant dans l'expression (3.8) sont expliquées ci-dessus.

3.3 Nightglow UV de l'oxyde d'azote

3.3.1 Généralités

La spectroscopie et la photochimie de NO sont des sujets qui ont été largement étudiés ces dernières années. Afin d'être le plus clair possible, nous allons tout d'abord dire quelques mots à propos des différents états énergétiques que peut adopter l'oxyde d'azote. Par ailleurs, cela nous permettra d'introduire un certain nombre de termes spécifiques à la photochimie de NO.

Etats énergétiques de NO

Comme on peut le voir sur la figure 3.1 ci-dessous, le niveau fondamental de l'oxyde d'azote est le niveau $X^2\Pi$.

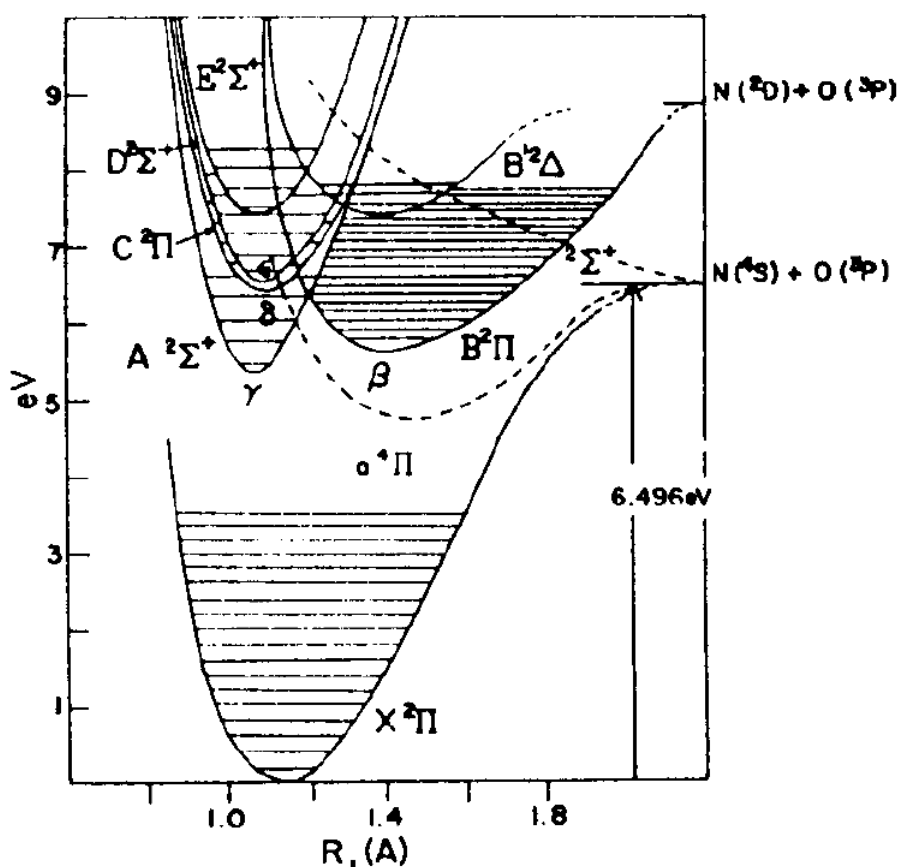


FIG. 3.1 – Courbes d'énergie potentielle de NO en fonction de la distance interatomique exprimée en Å.

En outre, dans la littérature scientifique, on parle souvent de systèmes de bandes lorsque l'on étudie la photochimie de NO. On en distingue plusieurs⁷ :

1. Le système de bandes γ , qu'on peut apercevoir sur la figure 3.1, correspond à la transition de l'état $A^2\Sigma^+$ à l'état $X^2\Pi$.
2. Le système de bandes β , qu'on peut apercevoir sur la figure 3.1, correspond à la transition de l'état $B^2\Pi$ à l'état $X^2\Pi$.
3. Le système de bandes δ , qu'on peut apercevoir sur la figure 3.1, correspond à la transition de l'état $C^2\Pi$ à l'état $X^2\Pi$.
4. Le système de bandes ε correspond à la transition de l'état $D^2\Sigma^+$ à l'état $X^2\Pi$.
5. Le système de bandes β' correspond à la transition de l'état $B'^2\Delta$ à l'état $X^2\Pi$.
6. Le système de bandes γ' correspond à la transition de l'état $E^2\Sigma^+$ à l'état $X^2\Pi$.

Par ailleurs, on peut également apercevoir sur la figure 3.1 les niveaux énergétiques vibrationnels associés à chaque niveau d'énergie électronique (les niveaux d'énergie électroniques sont symbolisés par les différentes courbes). Ces niveaux énergétiques vibrationnels sont symbolisés par les lignes horizontales régulièrement espacées. Quant aux niveaux énergétiques rotationnels associés à chaque niveau énergétique vibrationnel, ils ne sont pas représentés sur la figure en question (car ils sont trop proches énergétiquement les uns des autres).

3.3.2 Sur Vénus

Le nightglow ultraviolet de Vénus a été détecté pour la première fois par *Barth et al.* [1968], grâce aux observations de *Mariner 5*. Ensuite, la présence des bandes δ et γ de l'oxyde d'azote dans ce nightglow ultraviolet a été identifiée par *Feldman et al.* [1979] en utilisant un spectrographe fonctionnant dans l'ultra-violet, à bord de l'IUE (International Ultraviolet Explorer). Ces bandes ont été également observées par *Stewart et Barth* [1979] dans des spectres obtenus via le spectromètre ultra-violet à bord de Pioneer Venus Orbiter (PV-OUVS).

Par ailleurs, l'émission UV est produite par la recombinaison radiative d'atomes d'azote $N(^4S)$ et d'oxygène $O(^3P)$ dans l'atmosphère nocturne de Vénus. Cependant, lorsqu'on observe le spectre du nightglow, les émissions qui devraient accompagner la production dissociative des atomes d'oxygène et d'azote sont faibles ou même absentes [*Stewart et Barth*, 1979 ; *Stewart*, 1980]. Par conséquent, il semble évident que ces atomes ne sont pas produits sur la face sombre de Vénus. En fait, le mécanisme général que l'on suppose actuellement est le suivant :

1. production des atomes d'azote et d'oxygène sur la face claire de Vénus, par photodissociation de N_2 , CO_2 , et CO ;
2. transport des atomes d'azote et d'oxygène de la face éclairée vers la face sombre de Vénus, par la circulation SS-AS (subsolaire-antisolaire). On peut apercevoir ce transport sur la figure 2.9 (b) présentée précédemment ;
3. une fois que les atomes sont présents sur la face nocturne, ils sont transportés verticalement vers le bas, pour finalement se recombiner de manière radiative.

⁷Notons qu'afin d'être complet, nous avons mentionné l'ensemble des systèmes de bandes, mais que seuls les systèmes de bandes δ et γ interviennent dans le processus d'émission qui nous intéresse.

Voici en détails la façon dont ces atomes se recombinent sur la face sombre :



où la constante de vitesse de la réaction (3.9) suggérée par *Dalgarno et al.* [1992], que l'on désignera par k_1 , est donnée par l'expression :

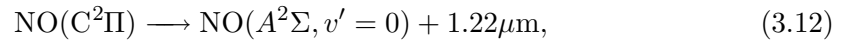
$$k_1 = 1.92 \times 10^{-17} \times \sqrt{\frac{300}{T}} \times \left(1 - \sqrt{\frac{0.57}{T}}\right) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (3.10)$$

Par ailleurs, l'oxyde d'azote excité (dans l'état $\text{C}^2\Pi$) peut soit :

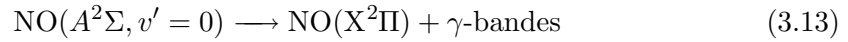
1. transiter directement vers l'état fondamental ($\text{X}^2\Pi$), donnant lieu à la présence dans le spectre d'émission de NO du système de bandes δ :



2. transiter vers l'état excité ($\text{A}^2\Sigma, v' = 0$), pour ensuite retomber dans l'état fondamental ($\text{X}^2\Pi$), donnant lieu au système de bandes γ dans le spectre d'émission de NO :



suivie par



Par conséquent, on voit donc que le taux d'émission total des bandes de NO, est proportionnel au taux de recombinaison des atomes d'oxygène et d'azote, dont l'expression est donnée par (3.10).

En outre, *Stewart et al.* [1980] ont obtenu des images de la face nocturne de Vénus dans le domaine des longueurs d'onde de la bande $\delta(0,1)$ à 198 nm, toutes les 24 heures, avec le PV-OUVS lorsque Pioneer Venus était situé à proximité de l'apocentre de son orbite. Ces différentes images ont montré que l'émission présentait une grande variabilité sur une période de 24 heures, tant au point de vue de son intensité que de sa localisation spatiale. En effet, on observe que les régions les plus brillantes sont situées dans un périmètre qui s'étend de 2130 à 0300 LT (Local Time) et de 39°S à 60°N [*Bougher et al.*, 1990]. De plus, *Stewart et al.* [1980] ont construit une cartographie globale du nightglow ultraviolet de NO, qui montre que, statistiquement, l'émission est concentrée dans une région brillante localisée à proximité de 0200 LT, légèrement au sud de l'équateur. Par ailleurs, *Bougher et al.* [1990] ont estimé que le taux d'émission verticale de cette région brillante était égal à environ 1.9 kR (kilorayleigh⁸) dans la bande $\delta(0,1)$, alors que la moyenne hémisphérique du côté nuit a été estimée à 0.48 kR approximativement.

A présent, le moment nous semble opportun pour introduire ce que l'on entend par “*taux d'émission volumique*”, “*taux d'émission verticale*”, et “*taux d'émission au limbe*”.

⁸1 rayleigh $\equiv 10^6 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

1. Le *taux d'émission volumique* est défini comme étant le nombre de photons émis par unité de volume et par seconde. Cette quantité s'exprime très souvent dans la littérature scientifique en $\text{photon cm}^{-3} \text{s}^{-1}$. De manière générale, le taux d'émission volumique de NO est donné par l'expression suivante :

$$I_{\text{NO}}^{\text{vol.}}(x, y, z) = k_1(x, y, z) n_N(x, y, z) n_O(x, y, z) \quad (3.14)$$

où k_1 est donnée par l'expression (3.10), n_N est la densité numérique d'azote atomique, et n_O est la densité numérique d'oxygène atomique.

2. Le *taux d'émission verticale* est en fait donné en intégrant le taux d'émission volumique selon la verticale z , de $z = 0$ à $z = +\infty$. Il vient donc :

$$I_{\text{NO}}^{\text{vert.}}(x, y) = \int_0^{+\infty} [k_1(x, y, z) n_N(x, y, z) n_O(x, y, z)] dz \quad (3.15)$$

Cette grandeur s'exprime donc en $\text{photon cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, mais on préfère très souvent utiliser le *rayleigh*.

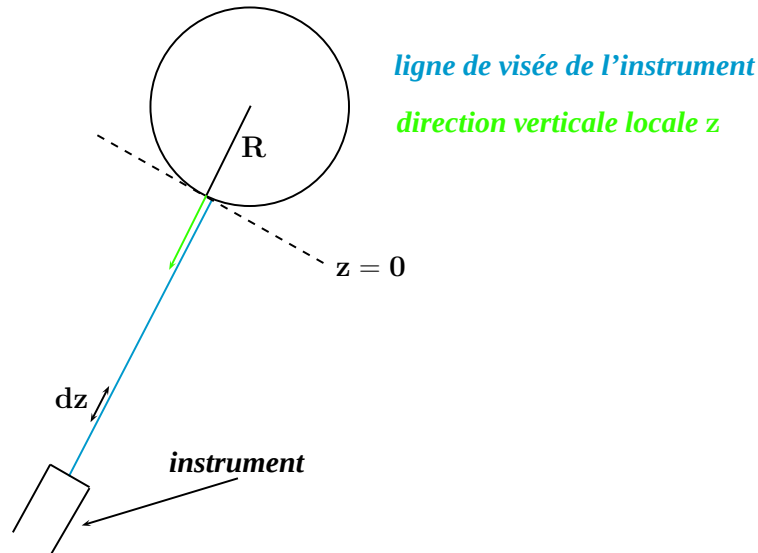


FIG. 3.2 – Taux d'émission verticale.

Sur la figure 3.2, R est bien entendu le rayon de la planète vénusienne et dz est l'élément de longueur infinitésimal le long de la ligne de visée (qui est confondue avec la verticale du lieu observé).

3. Le *taux d'émission au limbe* est donné en intégrant le taux d'émission volumique le long de la ligne de visée de l'instrument qui observe l'atmosphère vénusienne au limbe. Si l'on désigne respectivement par ds , z_{tangent} , z , et R , l'élément de longueur infinitésimal le long de la ligne de visée, l'altitude du point tangent à l'atmosphère le long de la ligne de visée, l'altitude d'un point donné sur la ligne de visée, et le rayon de la planète vénusienne (voir figure 3.3), le taux d'émission au limbe est alors donné par l'expression :

$$\begin{aligned} I_{\text{NO}}^{\text{limb.}}(x, y, z_{\text{tangent}}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} [k_1(x, y, z) n_N(x, y, z) n_O(x, y, z)] ds \\ &= 2 \int_0^{+\infty} [k_1(x, y, z) n_N(x, y, z) n_O(x, y, z)] ds \end{aligned} \quad (3.16)$$

Remarquons que le facteur 2 intervenant dans l'expression (3.16) provient simplement de la symétrie de la géométrie du problème. En outre, cette grandeur s'exprime également en $\text{photon cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (ou en *rayleigh*).

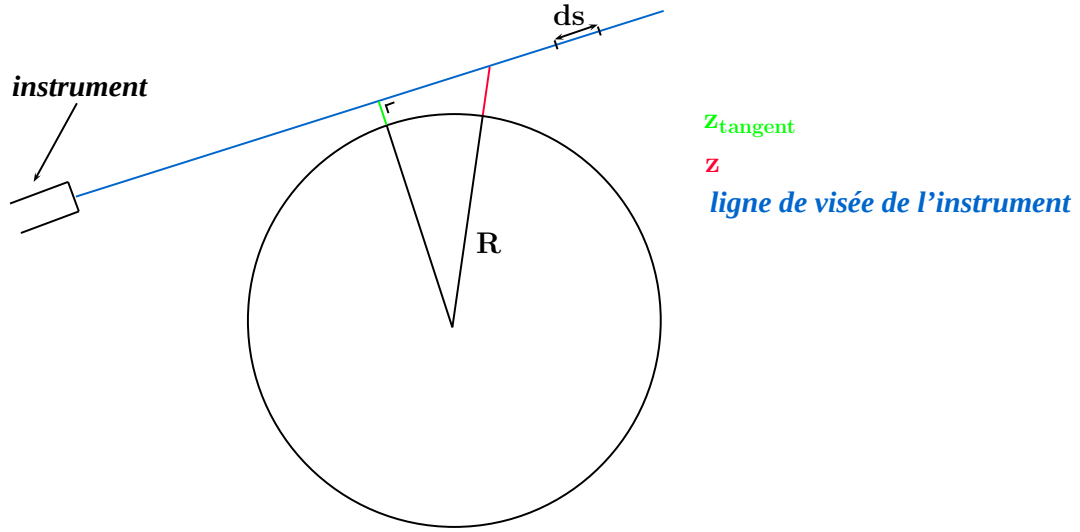


FIG. 3.3 – Taux d'émission observé au limbe.

Ces 3 notions étant introduites, poursuivons la description du nightglow de NO. Les différentes observations concernant le nightglow de NO, semblent confirmer le mécanisme général exposé précédemment. En outre, le décalage vers l'ouest par rapport au méridien indiquant minuit en terme d'heure locale, de la région brillante observée sur la représentation statistique du nightglow de NO, est interprété comme la signature d'une super-rotation résiduelle dans la basse thermosphère. Par ailleurs, *Gérard et al.* [1981] ont déterminé que l'altitude du pic du taux d'émission au limbe était localisée à proximité de 115 km d'altitude.

De plus, des observations au limbe du spectre du nightglow dans le domaine des longueurs d'onde des bandes δ et γ de NO, réalisées avec le spectromètre ultraviolet SPICAV (Spectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Venus) à bord de Venus Express [*Titov et al.*, 2006 ; *Svedhem et al.*, 2007] ont été récemment reportées par *Gérard et al.* [2008]. Ces dernières ont montré que l'altitude moyenne de la couche du taux d'émission au limbe était localisée à 113 km d'altitude, avec des variations allant de 95 à 132 km. En outre, le taux moyen d'émission totale au limbe était de 32 kR, mais présentait une grande variabilité, allant de 440 kR à des valeurs inférieures à 5 kR pour des latitudes moyennes de l'hémisphère nord. On a également constaté que l'altitude moyenne du pic du taux d'émission au limbe s'abaisse statistiquement lorsque la latitude augmente entre 6°N et 72°N.

3.4 Nightglow IR de l'oxygène moléculaire

3.4.1 Généralités

Comme nous l'avons fait pour l'oxyde d'azote, nous allons tout d'abord dire quelques mots à propos des états énergétiques de l'oxygène moléculaire. Ensuite, nous examinerons le phénomène de nightglow proprement dit qui a lieu sur la face nocturne de Vénus.

Niveaux énergétiques de O₂

Sur la figure 3.4 ci-dessous, où seuls les niveaux électroniques ont été représentés, on distingue plusieurs systèmes de bandes :

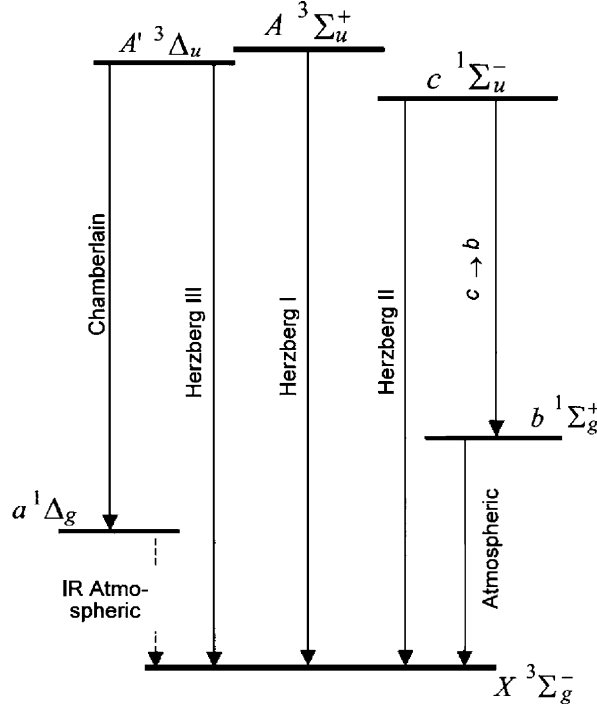


FIG. 3.4 – Diagramme simplifié des niveaux énergétiques de O₂.

1. Le système de bandes de *Herzberg I*, correspondant à la transition $A^3\Sigma_u^- \rightarrow X^3\Sigma_g^-$.
2. Le système de bandes de *Herzberg II*, correspondant à la transition $c^1\Sigma_u^- \rightarrow X^3\Sigma_g^-$.
3. Le système de bandes de *Herzberg III*, correspondant à la transition $A'^3\Delta_u \rightarrow X^3\Sigma_g^-$.
4. Le système de bandes de *Chamberlain*, correspondant à la transition $A'^3\Delta_u \rightarrow a^1\Delta_g$.
5. Le système de bandes *Atmosphérique*, correspondant à la transition $b^1\Sigma_g^+ \rightarrow X^3\Sigma_g^-$.
6. Le système de bandes *Atmosphérique IR*, correspondant à la transition $a^1\Delta_g \rightarrow X^3\Sigma_g^-$.

Comme nous allons le voir dans la suite, la transition qui va nous intéresser plus particulièrement est la transition $a^1\Delta_g \rightarrow X^3\Sigma_g^-$.

3.4.2 Sur Vénus

En 1976, *Krasnopolsky, Krysko, et Rogachev* [1976] ont observé à l'aide de la sonde Venera un nightglow sur la face nocturne de Vénus, dans une région de longueur d'ondes s'étendant de 3000 à 8000 Å. Ce nightglow a ensuite été identifié par *Lawrence, Barth, et Argabright* [1977] comme étant le résultat de la transition $c^1\Sigma_u^- \rightarrow X^3\Sigma_g^-$, correspondant au système de bandes de Herzberg II.

Ensuite, *Connes et al.* [1979] ont obtenu en 1975 des spectres infrarouges des deux faces (claire et sombre) de Vénus, grâce à un spectromètre de Fourier haute résolution, basé au sol. Suite au traitement de ces différents spectres infrarouges, ils ont découvert pour la première fois, une émission très intense de la bande à $1.27 \mu\text{m}$ du système de bandes Atmosphérique IR O_2 ($a^1\Delta_g \rightarrow X^3\Sigma_g^-$) avec des intensités totales d'environ 3.4 MR (megarayleigh) et 4.3 MR, respectivement pour les faces sombre et éclairée. Cela nous montre que les intensités (de l'airglow et du nightglow) sont du même ordre de grandeur sur les deux faces. Afin d'illustrer cela, voici un spectre typique d' O_2 où l'on peut observer la bande très intense (0,0) à $1.27 \mu\text{m}$.

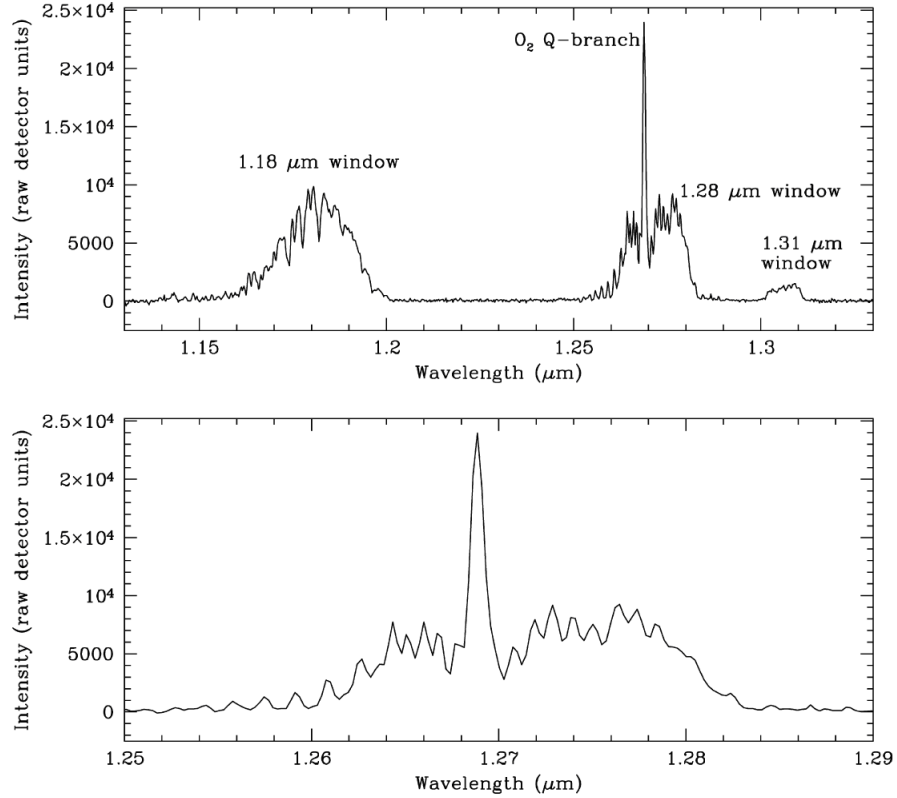


FIG. 3.5 – Spectre de O_2 obtenu à partir du sol (*Bailey et al.*, 2008).

Par ailleurs, l'état O_2 ($a^1\Delta_g$) semble être produit par la recombinaison d'atomes d'oxygène produits du côté jour de Vénus à des altitudes thermosphériques, par photodissociation, et par dissociation due à des collisions avec des électrons, de CO_2 et de CO . Les atomes d'oxygène sont ensuite transportés du côté jour vers le côté nuit de Vénus (face nocturne) par la circulation thermosphérique globale (circulation SS-AS) [*Bougher et Borucki*, 1994], où ils se recombinent via une collision à trois corps, formant ainsi des molécules d'oxygène excitées, qui en se relaxant vers l'état fondamental $X^3\Sigma_g^-$ donnent naissance au nightglow infrarouge d' O_2 que l'on observe (voir figure 2.9 (b)) :



suivie de



où O_2^* désigne un des états électroniques excités de l'oxygène moléculaire O_2 . En outre, le nightglow infrarouge à $1.27 \mu\text{m}$ auquel on s'intéresse, provient plus précisément de la désexcitation radiative de l'oxygène moléculaire excité dans l'état ($a^1\Delta_g$) :



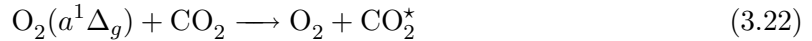
Par ailleurs, les constantes de vitesse des réactions (3.17) et (3.19), que l'on désignera respectivement par k_4 et k_6 , sont données par :

$$k_4 = 2.8 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1} \quad (\text{Campbell et Gray., [1973]}) \quad (3.20)$$

$$k_6 = 2.19 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \quad (\text{Newman et al., [1999]}) \quad (3.21)$$

En outre, une fraction des molécules d' O_2 , estimée à 7%, est formée directement dans l'état métastable ($a^1\Delta_g$). D'autre part, une importante fraction des molécules d' O_2 se trouvant dans un état excité supérieur à l'état ($a^1\Delta_g$), cascade vers ce dernier. Par ailleurs, on désigne par ε l'efficacité totale (direct + cascades) de la production de la molécule O_2 dans l'état ($a^1\Delta_g$). Dans le cas qui nous occupe, on estime que ce facteur est approximativement égal à 75% [Gérard et al., 2009].

De plus, en-dessous du pic d'émission, les molécules d' O_2 ($a^1\Delta_g$) peuvent être désactivées par collisions avec des molécules de CO_2 , menant à des transitions non-radiatives vers l'état fondamental :



La constante de vitesse de la réaction (3.22) proposée par Yung et Demore [1982], que l'on désignera par k_5 , est donnée par :

$$k_5 \leq 3 \times 10^{-20} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (3.23)$$

Le temps de vie radiative de O_2 ($a^1\Delta_g$) est environ de 70 minutes [Miller et al., 2001]. L'altitude du pic de l'émission à $1.27 \mu\text{m}$ est donc contrôlée par la compétition entre le transport vertical, la recombinaison (3.17) et la désactivation (3.22). Quant au taux d'émission volumique, on comprend bien qu'il est relié au flux d'atomes d'oxygène dirigé vers le bas (selon la direction verticale).

Par ailleurs, des images de ce nightglow (et de l'airglow) ont été obtenues par la suite grâce à des télescopes basés au sol [Allen et al., 1992 ; Crisp et al., 1996 ; Lellouch et al., 1997 ; Ohtsuki et al., 2008]. Elles ont montré que le nightglow IR d' O_2 présente une distribution spatiale très inhomogène, montrant des contrastes en intensité très importants. En effet, le taux d'émission verticale du nightglow peut varier d'un facteur 10 selon l'endroit de la face sombre que l'on observe. En plus de cette variabilité spatiale, les images ont également montré que le nightglow d' O_2 présente une grande variabilité temporelle au niveau de son intensité. En quelques heures de temps, on peut déjà apercevoir des changements significatifs de l'intensité du nightglow en un endroit de l'espace donné. De plus, on a pu montrer, grâce aux différentes informations recueillies, que le taux d'émission verticale du nightglow peut dépasser localement 5 MR et possède une moyenne hémisphérique d'environ 1.1 MR. On a également remarqué que les régions où le nightglow est le plus intense sont généralement confinées sur des diamètres allant typiquement de 1000 à 2000 km. Dans la littérature, on parle souvent de "patches" d'émission. Ces patches sont observés à différentes latitudes et différentes heures locales, mais le plus souvent, ceux-ci sont localisés aux basses latitudes, entre minuit et 0300 LT (Local Time).

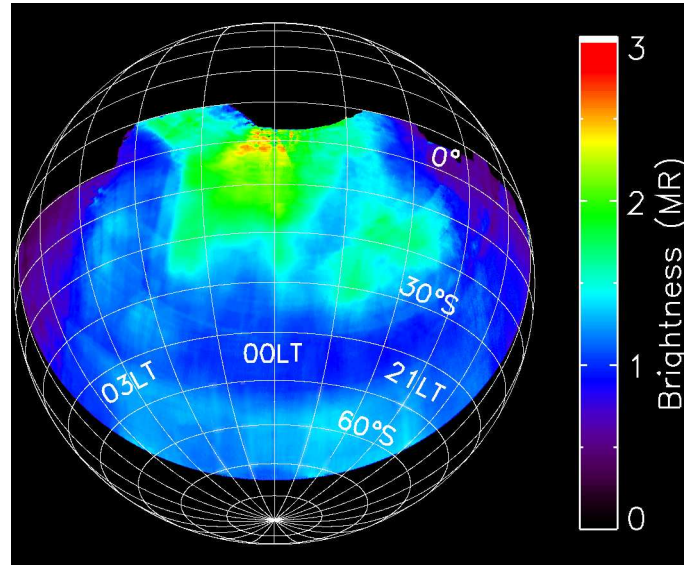


FIG. 3.6 – Cartographie globale du taux d'émission verticale (en MR) du nightglow infrarouge observé avec l'instrument VIRTIS à bord de Venus Express au cours d'une faible activité solaire (Gérard *et al.*, 2008).

La figure 3.6 constitue en fait une vue statistique de l'émission infrarouge de O_2 . Pour obtenir cette représentation, Gérard *et al.* [2008] ont assemblé un ensemble de 1225 images spectrales, prises par l'instrument VIRTIS à bord de Venus Express, dans une géométrie d'observation en direction du nadir, lorsque Venus Express était situé à proximité de l'apocentre de son orbite. Par ailleurs, ces 1225 images ont été collectées sur une période s'étendant du 16 mai 2006 au 7 avril 2007, lors d'une activité solaire faible. De plus, on peut remarquer que l'hémisphère nord n'est quasiment pas couvert sur la figure 3.6, cela provient en fait de la configuration de l'orbite de Venus Express, dont nous parlerons plus en détails dans la suite.

En outre, la figure 3.6 met en évidence une région brillante s'étendant jusqu'à environ 30°S, le long du méridien repérant minuit en terme de temps local, avec un maximum du taux d'émission verticale (~ 2.5 MR) situé à proximité de l'équateur. On aperçoit également une seconde région brillante, centrée sur 20°S et 2220 LT. De plus, les autres régions de latitude moyenne, particulièrement celles localisées à plus de deux heures et demie à partir du méridien repérant minuit en temps local, sont faibles.

3.5 Venus Express

Venus Express est la première mission spatiale européenne à destination de Vénus. Celle-ci a pour but d'investiguer de manière complète l'atmosphère de Vénus et son environnement plasmatique. Elle s'intéressera également à certains aspects importants des phénomènes physiques se produisant à la surface de Vénus. En outre, Venus Express se focalisera particulièrement sur la structure, la composition et la dynamique de l'atmosphère de Vénus, mais aussi sur les processus d'échappement et d'interaction de l'atmosphère avec le vent solaire, afin de répondre aux nombreuses questions qui restent encore non résolues à ce jour dans ces domaines. Venus Express va très certainement nous permettre une avancée considérable, après cette longue période de calme qui suivit une période très intense d'explorations entre les années 1970 et 1980.

La charge utile de Venus Express est constituée de sept instruments scientifiques. Cinq d'entre eux proviennent directement des missions Mars Express et Rosetta. Cependant, ceux-ci ont subi quelques petites modifications par rapport aux originaux afin de les adapter aux exigences de la mission Venus Express. Quant aux deux autres instruments, ils ont été spécialement imaginés et conçus pour la mission Venus Express. Sur la figure 3.7, on peut apercevoir une coupe du vaisseau Venus Express permettant de localiser les différents instruments scientifiques à bord.

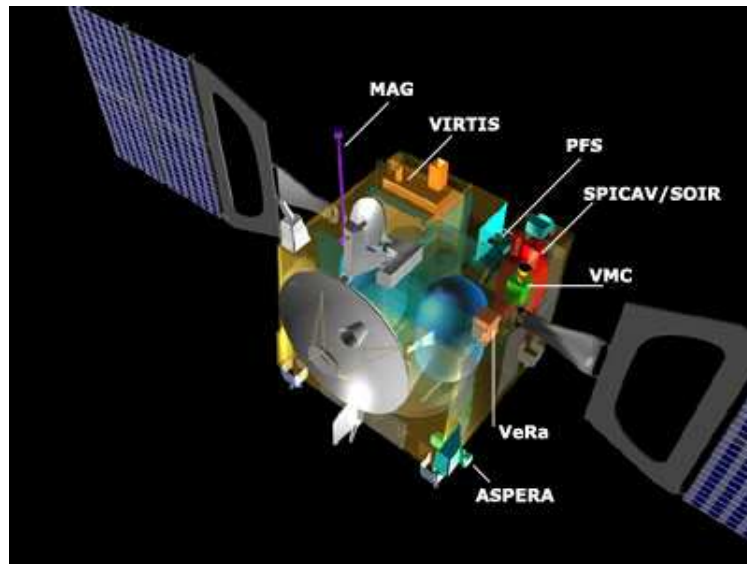


FIG. 3.7 – Représentation schématique de Venus Express montrant la dimension et la localisation des 7 instruments scientifiques (ESA).

Dans la suite, nous décrirons brièvement ces instruments et nous nous attarderons plus particulièrement sur deux d'entre eux, **VIRTIS** et **SPICAV**, car c'est principalement les informations recueillies par ces deux derniers que l'on exploite dans ce travail. De plus, nous dirons également quelques mots à propos des différents modes d'observation prévus pour la mission Venus Express. Dans la littérature, on parle de ces modes d'observation en termes de "*Venus Express Science Cases*" [Titov et al., 2006]. Cependant, nous n'allons pas nous étendre sur l'ensemble de ces modes, mais nous allons nous restreindre à ceux qui ont permis d'obtenir des données utiles dans le cadre de ce travail.

3.5.1 Venus Express Science Cases

Les différents cas scientifiques ("*Science Cases*") se distinguent les uns des autres par l'objectif scientifique que l'on poursuit, par la géométrie des observations et par les expériences qui sont associées aux différents objectifs scientifiques.

Afin de visualiser certaines notions qui vont apparaître dans la suite de nos propos, nous proposons tout d'abord une figure illustrant l'orbite de Venus Express autour de Venus. L'orbite d'insertion de Venus Express est une orbite elliptique, quasiment polaire (en effet, son inclinaison est approximativement égale à 90°) et caractérisée par un apocentre situé à 66000 km d'altitude et un péricentre à 250 km d'altitude. En outre, la latitude du péricentre est

environ égale à 78°N et dérive lentement vers le pôle nord. Quant à l'altitude du péricentre, elle tend à augmenter de 1 à 2 km par jour à cause des perturbations gravitationnelles du soleil. C'est pourquoi, il est nécessaire d'effectuer un certain nombre de manoeuvres spécifiques afin de maintenir l'altitude du péricentre entre 250 et 350 km [Titov *et al.*, 2006]. Par ailleurs, la période orbitale de Venus Express est de 24 heures, ce qui facilite fortement le dialogue entre le vaisseau spatial et la Terre (antenne de Cebreros en Espagne).

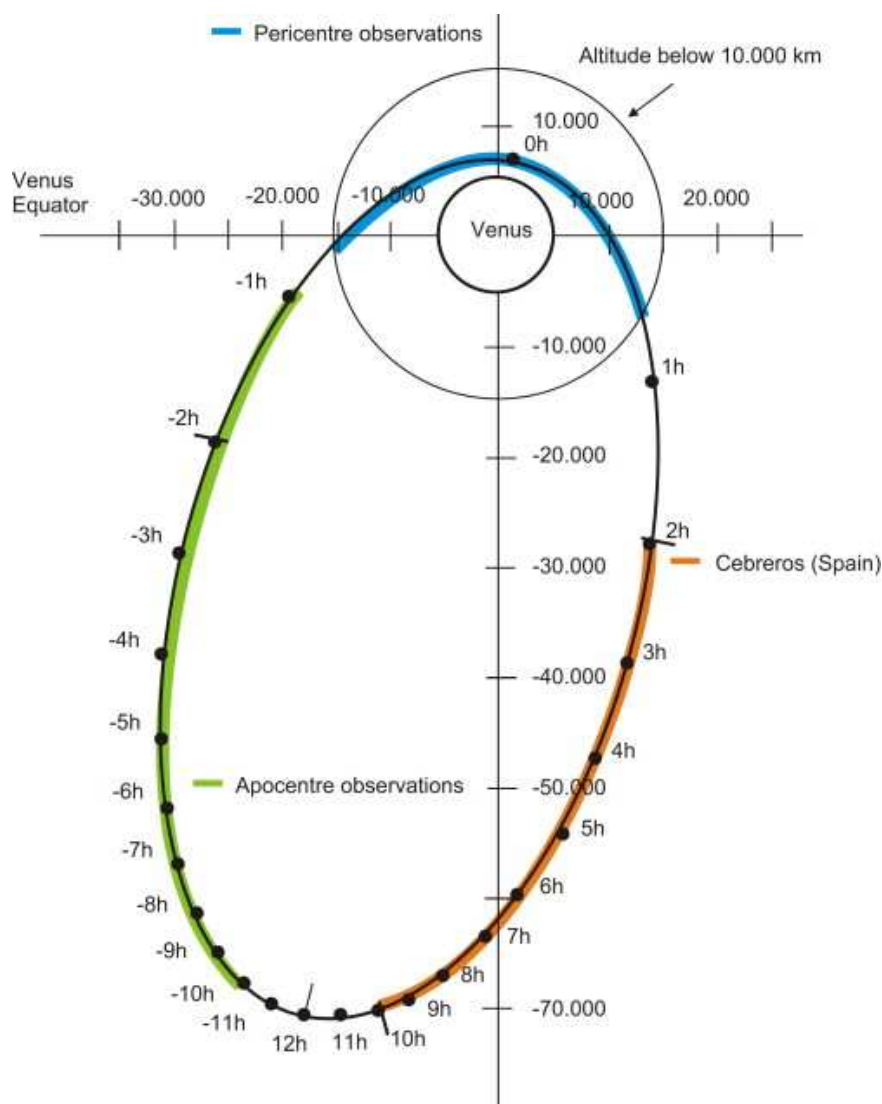


FIG. 3.8 – Orbite de Venus Express autour de Vénus (Hoofs *et al.*, 2009).

A présent, décrivons quelque peu les “*Science Cases*” que nous avons introduits précédemment. Voici tout d’abord une figure permettant de mieux comprendre les propos que nous allons tenir par la suite.

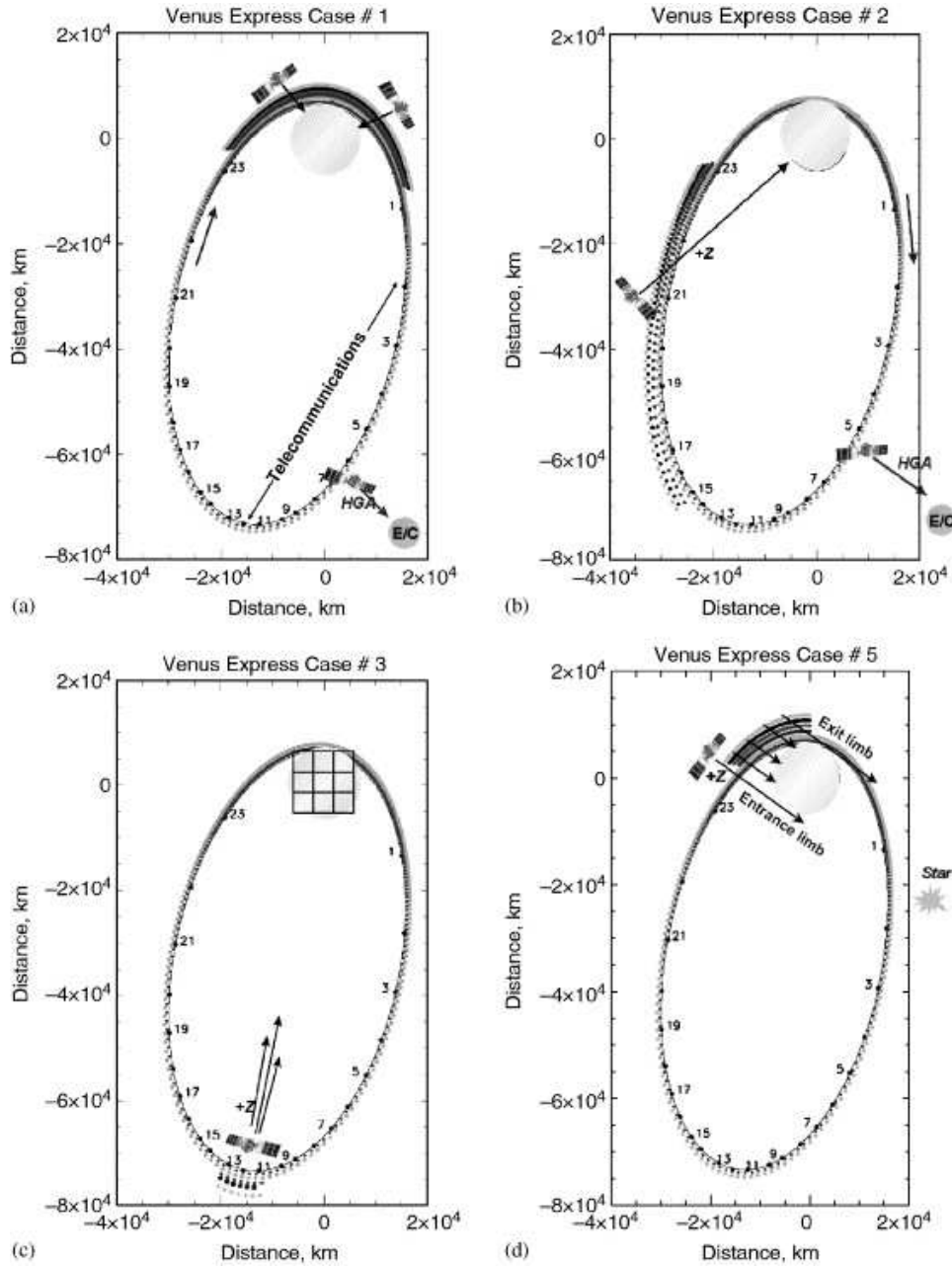


FIG. 3.9 – Quelques-uns des “*Sciences Cases*” réalisés par Venus Express (VEX) (Titov et al., 2006).

Observations à partir du péricentre

Il s’agit des observations réalisées dans la région du péricentre quand l’altitude du satellite est inférieure à 10000 km. Ce cas correspond à la situation représentée sur la figure 3.9 (a). En outre, la région bleue de l’orbite sur la figure 3.8 correspond également à ce même cas. Les

principaux objectifs scientifiques de telles observations sont des observations spectroscopiques et l'imagerie des hautes latitudes de l'hémisphère nord avec une grande résolution spatiale.

Spectro-imagerie globale à partir de l'apocentre

Ce cas a été spécialement imaginé pour la spectro-imagerie globale de l'hémisphère sud de Vénus, lorsque Venus Express est situé dans la région de l'apocentre. En outre, le champ de vue de VIRTIS⁹ (Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer) n'est pas assez large pour couvrir l'ensemble du disque de Vénus même lorsque Venus Express est situé à l'apocentre. Cependant, en utilisant des méthodes de repointage, VIRTIS permet tout de même de créer un spectre global en mosaïque de l'ensemble de l'hémisphère sud de Vénus. Ce cas correspond à la situation représentée sur la figure 3.9 (c). On peut également apercevoir sur cette même figure que la durée de cette phase d'observation est d'environ 2 heures. Par ailleurs, le but principal de cette dernière est l'étude de la chimie et de la dynamique de l'hémisphère sud de Vénus.

Occultation stellaire par SPICAV

SPICAV (Spectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Venus) est le premier instrument scientifique à utiliser la technique d'occultation stellaire pour Vénus. Cette technique d'observation permet d'étudier l'atmosphère d'une planète en observant la lumière d'une étoile donnée au travers de l'atmosphère en question. Dans le cas de Vénus, l'objectif principal de ce mode d'observation est d'étudier la composition et la structure de la haute atmosphère ainsi que les brumes au-dessus des nuages. Par ailleurs, comme on peut le voir sur la figure 3.9 (d), le vaisseau spatial se positionne dans une configuration telle que la ligne de visée de l'instrument SPICAV pointe une étoile juste avant d'arriver au limbe d'entrée (*“entrance limb”*). Ensuite, la ligne de visée de SPICAV reste parallèle à elle-même jusqu'au limbe de sortie (*“exit limb”*) afin de pointer la même étoile aux deux limbes. Cette configuration permet d'observer l'atmosphère aux deux limbes ainsi que la planète entre eux-ci.

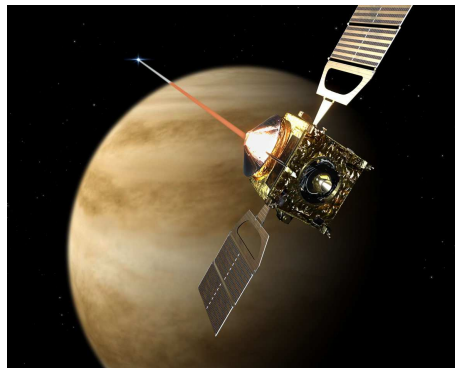


FIG. 3.10 – Illustration du mode d'observation *“Occultation stellaire”* (ESA, AOES Medialab).

Occultation solaire par SPICAV/SOIR

Une seconde possibilité pour étudier la composition et la structure de la haute atmosphère est d'utiliser la technique d'occultation solaire que permet l'instrument SPICAV et son canal à

⁹Nous dirons quelques mots de cet instrument ultérieurement.

haute résolution spectrale SOIR. La géométrie utilisée pour cette technique d'observation est similaire à celle mentionnée pour la technique d'occultation stellaire, mis à part que SPICAV pointe en direction du soleil. Les altitudes de l'atmosphère que l'on sonde avec cette technique d'observation se situent entre la région supérieure de la couche de nuages (70 – 80 kilomètres) et 180 kilomètres. Remarquons que la technique d'occultation solaire permet d'enregistrer des signaux plus intenses que dans le cas de l'occultation stellaire.

Observations au limbe

Les observations au limbe sont également utilisées pour étudier la composition et la structure de l'atmosphère, de l'ionosphère et des brumes via les instruments optiques. Pour ce mode d'observation, Venus Express adopte un pointage inertiel permettant aux instruments scientifiques d'observer les deux limbes ainsi que la planète entre ceux-ci. La géométrie des observations est en fait similaire au cas précédent (figure 3.9 d). En outre, Venus Express permet d'observer l'atmosphère au limbe de plusieurs manières différentes. Soit la ligne de visée de l'instrument est située dans le plan orbital du vaisseau (*limb in orbital plane* sur la figure 3.11), soit elle est dirigée en dehors de ce dernier (*grazing limb* sur la figure 3.11).

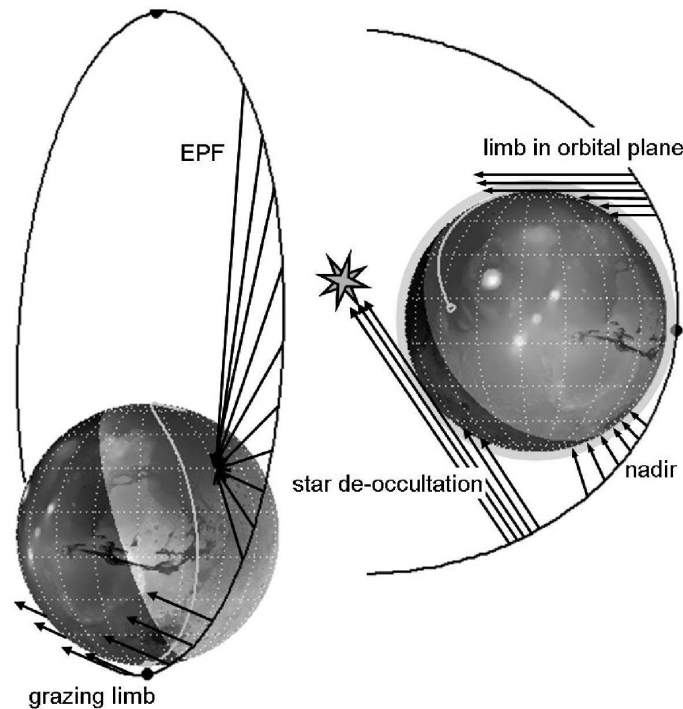


FIG. 3.11 – Les différentes géométries adoptées par Venus Express pour sonder l'atmosphère vénusienne.

3.5.2 SPICAV et VIRTIS

Instrument SPICAV

SPICAV (Spectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Venus) est un ensemble de trois spectromètres fonctionnant dans une gamme de longueur d'ondes qui s'étend de l'UV à l'IR, dont la masse totale à bord de Venus Express (VEX) est de

13.9 kg. Ces spectromètres sont dédiés à l'étude de l'atmosphère de Vénus, allant de la surface jusqu'à la couronne d'hydrogène la plus éloignée située à plus de 40000 kilomètres d'altitude. SPICAV est en fait l'héritage de l'instrument SPICAM (Spectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Mars) utilisé avec succès à bord de Mars Express (MEX), auquel l'on a ajouté SOIR (Solar Occultation at IR), un nouveau spectromètre IR à haute résolution travaillant dans le mode occultation solaire. De plus, SPICAV est également constitué d'une unité de traitement de données (DPU $\equiv$ Data Processing Unit) permettant de réaliser l'interface entre les canaux des spectromètres et le satellite.

En particulier, les trois spectromètres sont utilisés dans des modes d'observation bien spécifiques et pour des objectifs précis :

1. SPICAV-UV :

il s'agit du spectromètre UV (ou encore canal UV) (118 – 320 nm) de SPICAV, il peut être utilisé selon plusieurs modes d'observation. En effet, il permet des visées au nadir, au limbe, et il est également utilisé pour déterminer le profil vertical de l'atmosphère par occultation solaire et stellaire. De plus, ce canal de SPICAV permet de quantifier la présence de CO₂, SO₂, et d'aérosols. En outre, il permet aussi l'étude de l'ionosphère et du profil vertical de la température atmosphérique.

2. SPICAV-IR :

il s'agit du spectromètre infrarouge (0.7 – 1.7 μ m) de SPICAV, on l'utilise pour le sondage de H₂O par occultation solaire et par visée au nadir.

3. SOIR :

ce canal a été ajouté spécialement pour la mission Venus Express, afin de permettre l'observation du soleil au travers de l'atmosphère de Vénus dans les longueurs d'ondes IR.

Notons que l'instrument SPICAV est le fruit d'une collaboration de trois instituts (le Service d'Aéronomie de France (SA), l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique (IASB), et l'Institut Russe de Recherche Spatiale (IKI)), chacun d'entre eux ayant apporté leurs compétences spécifiques à l'élaboration de l'instrument SPICAV.

Instrument VIRTIS

VIRTIS (Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer) est un spectro-imageur directement hérité de la mission Rosetta fonctionnant dans les longueurs d'ondes allant de l'ultra-violet proche à l'infrarouge (la gamme de longueur d'ondes s'étend de 0.25 à 0.5 μ m) . Il a été créé sur base des instruments précédents combinant l'imagerie et la spectroscopie, comme Galileo/NIMS (Near Infrared Mapping Spectrometer), Cassini/VIMS (Visible-Infrared Mapping Spectrometer) et Mars Express/OMEGA. Notons que la première version de VIRTIS est toujours actuellement en route en direction de la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko, en tant que charge utile scientifique de la mission Rosetta.

Par ailleurs, les observations de Vénus réalisées au moyen de la spectroscopie dans l'IR proche et de l'imagerie spectrale, ont débuté dans les années 1980 avec les observations à partir de la Terre, suivies de celles effectuées par les survols rapides des satellites Galileo et Cassini, respectivement en février 1990 et décembre 2000. Ces premières observations ont démontré les possibilités remarquables de l'IR proche concernant l'étude tridimensionnelle de

l'atmosphère vénusienne. En particulier, l'IR proche fournit un moyen nouveau permettant de percer l'épaisse couche de nuages qui couvre la planète, et offre ainsi la possibilité d'accéder à la basse atmosphère comme à la surface de Vénus. Ainsi, VIRTIS s'appuie sur les différentes expériences passées, tout en bénéficiant de l'évolution technologique ainsi que d'une large couverture spatiale et temporelle que permettent les missions orbitales de longue durée telle que VEX autour de Vénus.

Projet du travail et analyses préliminaires

Dans les deux chapitres précédents, nous avons tenté d'introduire aussi simplement que possible, le contexte dans lequel s'inscrit la réalisation de ce travail. Le cadre du sujet étant posé, nous pouvons à présent exposer les différents objectifs de celui-ci.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, plusieurs études antérieures ont montré que statistiquement les localisations des maxima de l'airglow infrarouge de l'oxygène moléculaire et de l'airglow ultraviolet de l'oxyde d'azote ne coïncidaient pas. Ce résultat était inattendu étant donné que ces deux airglows sont produits par la recombinaison d'atomes créés sur la face claire de Vénus par photodissociation et ensuite transportés du côté nuit par la circulation globale SS-AS. On aurait donc pu croire a priori que les airglows seraient localisés aux mêmes endroits.

Par ailleurs, les instruments SPICAV et VIRTIS, à bord de Venus Express, ont permis d'observer de manière quasiment simultanée les deux airglows (infrarouge et ultraviolet). Grâce à ces observations, *Gérard et al.* [2009] ont pu investiguer dans quelle mesure les airglows présentaient ou non des corrélations spatiales et temporelles. Pour étudier ceci, deux géométries d'observation ont été utilisées : les observations au nadir permettant de visualiser les variations horizontales du taux d'émission verticale des deux airglows et les observations au limbe permettant d'étudier davantage les variations verticales de ces derniers.

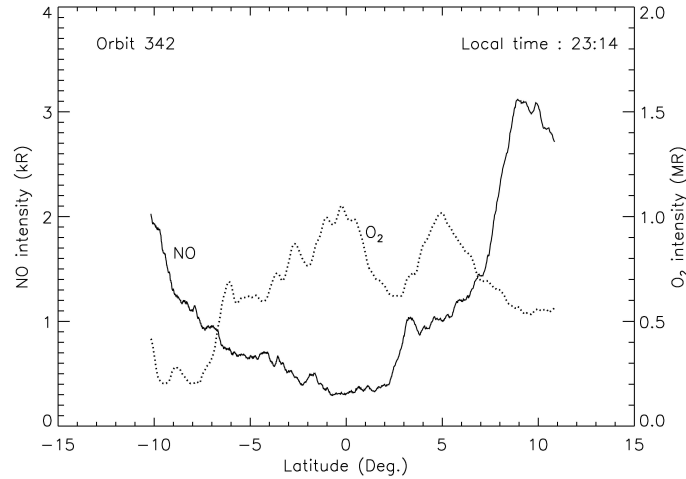


FIG. 4.1 – Exemple de distribution du taux d'émission verticale en fonction de la latitude de l'airglow infrarouge de O₂(¹Δ_g) et de l'airglow ultraviolet de NO* (*Gérard et al.*, 2009).

Sur la figure 4.1 sont exposés les taux d'émission verticale de l'airglow infrarouge de O₂(¹Δ_g) et de l'airglow ultraviolet de NO* en fonction de la latitude, enregistrés par les ins-

truments VIRTIS et SPICAV (observations au nadir). Notons que cet enregistrement a été obtenu au cours de l'orbite 342 de Venus Express (29 mars 2007) à proximité de minuit en terme d'heure locale (2314 LT). De plus, on remarque une absence totale de corrélation entre les deux airglows. En effet, l'airglow de $O_2(^1\Delta_g)$ présente un pic de 1 MR à l'équateur et décroît de chaque côté de ce maximum. Un second pic est également observé à proximité de $5^\circ N$ de latitude. Concernant l'airglow de NO^* , on observe un creux en intensité au niveau de l'équateur et des valeurs maximales d'environ 3.2 kR à une latitude de $9^\circ N$. Dans cet exemple, le rapport des deux taux d'émission verticale est de l'ordre de 800. Des séquences d'observation simultanées au nadir des deux airglows ont été collectées sur un ensemble de 14 orbites de Venus Express. Aucune de ces séquences n'a montré une corrélation entre la distribution des taux d'émission verticale des deux airglows en fonction de la latitude sur la séquence entière d'observation. En revanche, certaines similarités sont parfois observées sur une portion restreinte de l'enregistrement. Finalement, en examinant l'ensemble des données, *Gérard et al.* [2009] ont conclu qu'il n'y avait pas de corrélation à grande échelle concernant la distribution des taux d'émission verticale de $O_2(^1\Delta_g)$ et NO^* en fonction de la latitude.

Par ailleurs, l'étude d'une possible corrélation de l'altitude des pics des taux d'émission au limbe des deux airglows a été menée de manière statistique. Un total de 249 profils simultanés (pour les deux airglows) au limbe ont été obtenus entre le 17 janvier 2007 et 9 janvier 2008. Pour chaque profil, l'altitude et la valeur du pic du taux d'émission au limbe ont été déterminées et introduites dans la base de données permettant par la suite d'obtenir une représentation statistique. Les résultats de cette étude statistique sont exposés sur les figures 4.2 et 4.3.

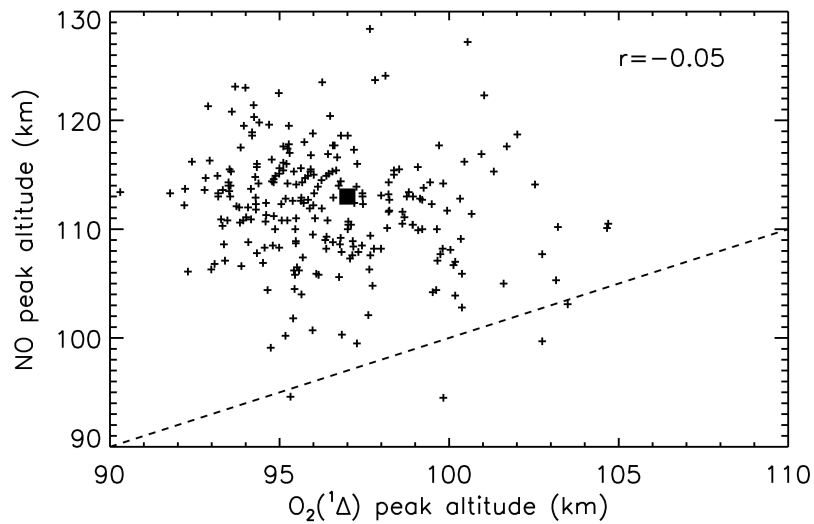


FIG. 4.2 – Distribution en fonction de l'altitude des maxima des taux d'émission au limbe de NO^* et de $O_2(^1\Delta_g)$ mesurés quasi-simultanément. La ligne en traits interrompus indique la ligne d'égale altitude des maxima des deux taux d'émission au limbe (*Gérard et al.*, 2009).

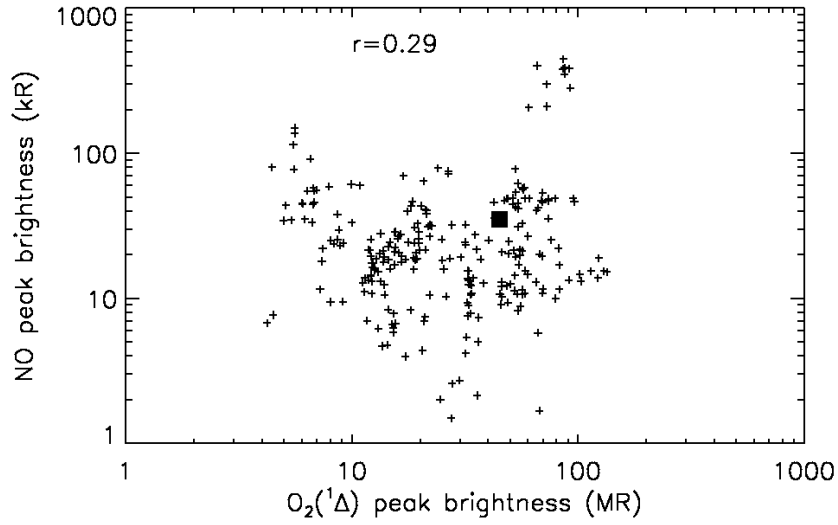


FIG. 4.3 – Distribution en fonction de la valeur des maxima des taux d’émission au limbe de NO^* et de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ mesurés quasi-simultanément. (*Gérard et al.*, 2009).

La figure 4.2 nous indique que les altitudes des maxima des taux d’émission au limbe des deux airglows observés simultanément ne présentent pas de corrélation, comme l’indique la valeur très faible du coefficient de corrélation $r = -0.05$. Cette figure confirme également que les altitudes des pics de l’airglow infrarouge de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ sont inférieures à celles des pics de l’airglow ultraviolet de NO^* . Par ailleurs, la distance séparant les altitudes des pics des taux d’émission au limbe des deux airglows observés simultanément varie de ~ 0 à plus de ~ 28 km, avec un écart moyen de 15 km. Le carré noir sur cette même figure indique les altitudes moyennes des pics des taux d’émission au limbe des deux airglows, pour cet ensemble de données : 113 km pour l’airglow de NO^* et 96.4 km pour l’airglow de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$. Cet écart significatif reflète probablement un changement important de la dynamique de l’atmosphère dans la région de transition mésosphère-thermosphère [*Gérard et al.*, 2009]. Un résultat similaire est obtenu en comparant la valeur des taux d’émission au limbe des deux airglows observés simultanément. En effet, comme on peut le noter sur la figure 4.3, les valeurs des taux d’émission au limbe des deux airglows ne présentent pas une corrélation significative (i.e. le coefficient de corrélation est relativement faible, $r = 0.29$). Par ailleurs, le rapport des valeurs des taux d’émission au limbe des deux airglows varie de 55 à ~ 40000 . Le carré noir présent sur cette figure indique les taux d’émission au limbe moyens des deux airglows pour cet ensemble de données : 45 kR pour NO^* et 35 MR pour $\text{O}_2(^1\Delta_g)$.

L’examen de ces différents résultats a permis à *Gérard et al.* [2009] de conclure que ni l’altitude des pics, ni l’intensité de ces derniers, ne sont corrélés à une position donnée dans l’atmosphère nocturne de Vénus. Ce résultat confirme donc les observations au nadir (figure 4.1) qui montrent une absence totale de corrélation à grande échelle entre la distribution des taux d’émission verticale des deux airglows en fonction de la latitude.

La région d’altitude située entre 70 et 120 km (mésosphère) constitue une zone de transition entre deux régimes de vents très différents : la circulation SS-AS et la super-rotation zonale rétrograde, que nous avons déjà introduites précédemment. L’interaction de ces deux régimes

provoque une circulation complexe dans la mésosphère qui présente une variabilité temporelle importante [Lellouch *et al.*, 1997 ; Bougher *et al.*, 2006]. Cette circulation mésosphérique est encore mal comprise et peu quantifiée. Par ailleurs, il est très difficile de réaliser des mesures in situ de cette dernière car cette région ne peut être sondée par satellite en raison de la pression qui y règne. Par conséquent, il faut utiliser d'autres moyens pour l'investiguer davantage. Une technique qui se révèle commode pour étudier ce problème à distance est le suivi des airglows dans l'atmosphère nocturne de Vénus, qui permet de tracer les mouvements des différents constituants chimiques produisant ces phénomènes lumineux. Le plus intense de ceux-ci est l'airglow de l'oxygène moléculaire à $1.27 \mu\text{m}$ dont nous avons déjà parlé antérieurement. Ce dernier s'est révélé très variable temporellement, présentant des changements importants sur une période de temps d'un jour [Crisp *et al.*, 1996]. Cette variabilité temporelle a été mise en évidence par Hueso *et al.* [2008] grâce à l'instrument VIRTIS à bord de Venus Express.

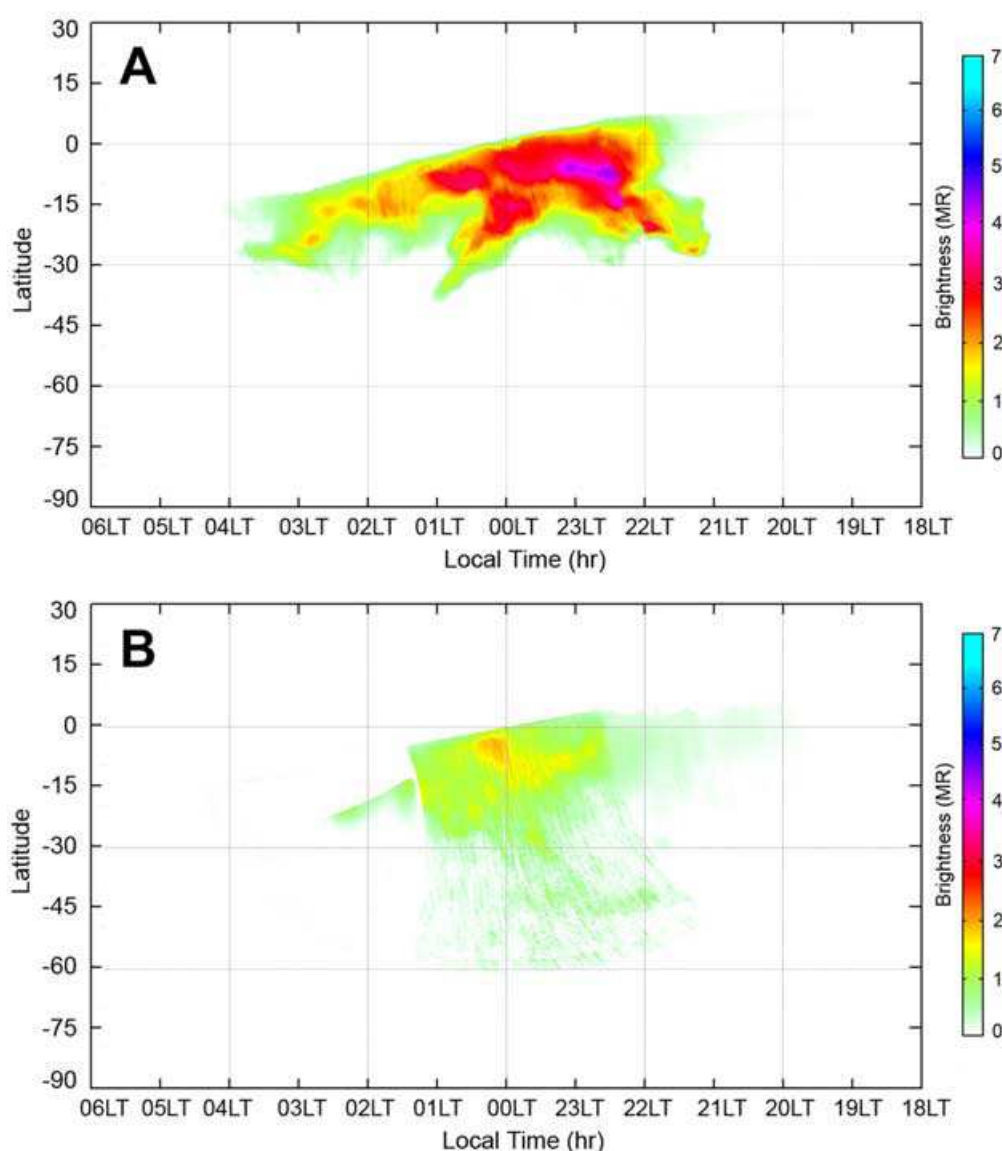


FIG. 4.4 – Figure (a) : cartographie de l'intensité moyenne de l'airglow infrarouge obtenue pendant l'orbite 87 (16 juillet 2006) ; figure (b) : cartographie de l'intensité moyenne de l'airglow infrarouge obtenue pendant l'orbite 91 (20 juillet 2006) (Hueso *et al.*, 2008).

La figure 4.4 (a) présente une structure à grande échelle similaire à la représentation statistique de l'airglow infrarouge exposée à la figure 3.6 [Gérard *et al.*, 2008b]. Quant à la figure 4.4 (b), on note un changement très important au niveau de la structure et de l'intensité de l'airglow. On voit donc que cet airglow présente une variabilité temporelle significative. De plus, Hueso *et al.* [2008] ont également réalisé ce même type d'observation pour des latitudes polaires.

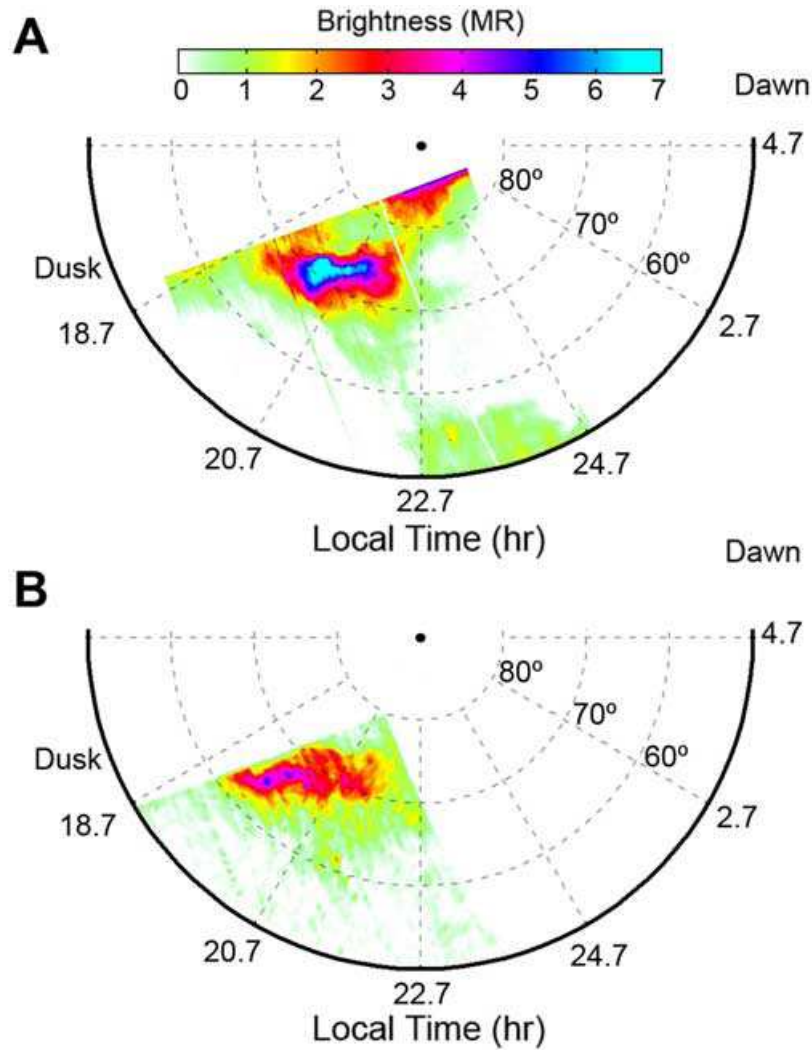


FIG. 4.5 – Projections polaires illustrant l'évolution temporelle de la structure de l'airglow de $O_2(^1\Delta_g)$ aux latitudes polaires sud au cours d'une période de 3 heures (Hueso *et al.*, 2008).

Les observations illustrées sur la figure 4.5 correspondent à l'orbite 80 de Venus Express (9 juillet 2006) et le temps séparant les deux images (a) et (b) n'est que de 3 heures. On observe donc une variation de l'airglow sur des échelles de temps très courtes.

Par ailleurs, Hueso *et al.* [2008] ont également construit une image de la circulation horizontale moyenne dans l'atmosphère nocturne de Vénus, en moyennant sur le temps et sur l'espace l'ensemble des mouvements apparents observés sur un total de 23 orbites.

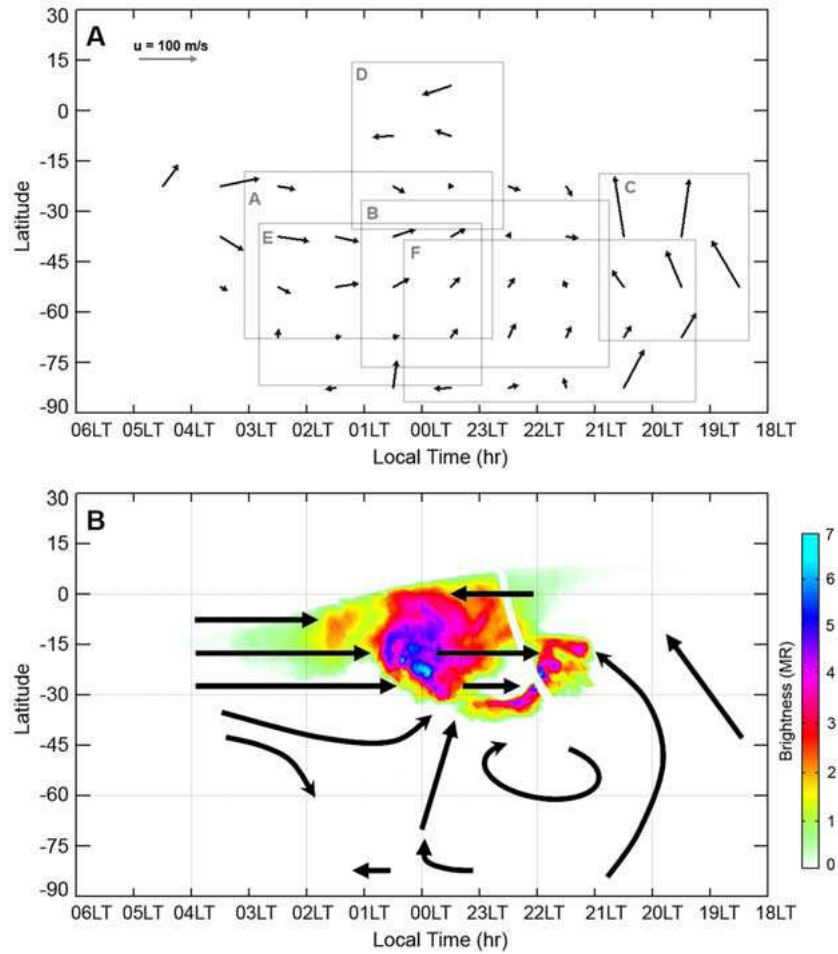


FIG. 4.6 – Circulation moyenne apparente de l'airglow infrarouge de l'oxygène dans la mésosphère. Figure (a) : moyennes de tous les mouvements apparents suivis de l'airglow infrarouge. Un vecteur de référence représentant 100 m s^{-1} est inclus dans le coin supérieur gauche ; figure (b) : modèle schématique de la circulation moyenne dans la mésosphère de Vénus obtenu à partir des mesures de la figure (a). Le fond de l'image 4.6 (b) correspond à la cartographie de l'airglow obtenue au cours de l'orbite 93 de Venus Express (22 juillet 2007) (*Hueso et al.*, 2008).

La figure 4.4 (a) indique une grande variabilité au niveau de la valeur et de la direction des vitesses, qui peuvent parfois atteindre jusqu'à 100 m s^{-1} . Cependant, les vitesses moyennes sont de l'ordre de quelques dizaine de m s^{-1} .

On voit donc à l'aide des observations réalisées par *Gérard et al.* [2009] et *Hueso et al.* [2008] que les airglows de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ et NO^* se produisant dans l'atmosphère nocturne de Vénus sont à la fois très peu corrélés entre eux et présentent chacun des variations spatio-temporelles importantes. Ces différents comportements sont toujours actuellement mal compris.

Gérard et al. [2009] ont avancé une hypothèse qualitative permettant d'expliquer les décorrélations mises en évidence sur les figures 4.2 et 4.3. Ils suggèrent que le couplage du transport vertical et horizontal soit à la base du découplage observé dans les pics des deux airglows. L'argument est basé sur la faible valeur du rapport w/u , où w représente la vitesse

verticale et u la vitesse horizontale des vents. En effet, les valeurs estimées de u sont de l'ordre de 10 à 100 m s⁻¹, tandis que w ne dépasse guère quelques cm s⁻¹. Le temps nécessaire pour que les atomes d'oxygène en mouvement descendant franchissent la quinzaine de km séparant la couche d'airglow de NO* de celle du maximum d'émission de O₂(¹Δ_g) est très long (de l'ordre de un à plusieurs jours terrestres). En conséquence, pendant cette période, le vent horizontal transporte les atomes sur de grandes distances (d'un à plusieurs milliers de km). Il en résulte une délocalisation des maxima d'intensité à la suite d'un apport intensifié et limité dans l'espace d'atomes d'azote et d'oxygène supplémentaires. Gérard *et al.* [2009] ont illustré ce concept par la figure 4.7. Lors d'une observation au nadir ou au limbe, les régions les plus brillantes (correspondant à des densités numériques de N et O accrues) seront délocalisées géographiquement comme observé à l'aide des instruments VIRTIS et SPICAV.

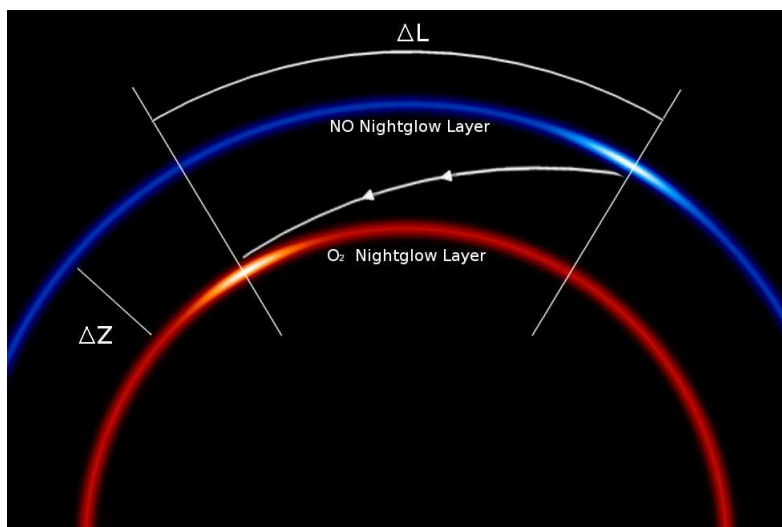


FIG. 4.7 – Airglows UV et IR dans l'atmosphère nocturne de Vénus (Gérard *et al.*, 2009).

Ce concept schématique demande évidemment à être vérifié et précisé par un modèle numérique couplant le transport (horizontal et vertical) et la chimie des constituants impliqués. En effet, il est très difficile d'estimer autrement le comportement de la densité numérique de N et O lors d'une perturbation en raison du caractère non-linéaire des processus qui régissent leur densité numérique. C'est précisément ce que nous allons réaliser dans ce travail.

Il s'agit principalement de construire un modèle numérique instationnaire, à deux dimensions spatiales, permettant d'étudier le comportement spatio-temporel de 4 constituants minoritaires présents dans l'atmosphère nocturne de Vénus, à savoir : l'azote atomique N, l'oxygène atomique O, l'oxyde d'azote NO, et l'oxygène moléculaire excité dans l'état *singulet delta* O₂(¹Δ_g). On s'intéresse particulièrement au comportement de ces constituants, car ce sont eux qui régulent le comportement des deux nightglows qui nous intéressent (le nightglow UV de NO et le nightglow IR de O₂, détaillés respectivement dans les sections 3.3 et 3.4), au travers d'un ensemble de processus physiques et chimiques. Ces différents processus ont été largement discutés dans les sections précédentes consacrées à l'atmosphère de Vénus et au nightglow.

L'objectif majeur de ce travail est donc d'observer l'influence du transport horizontal

sur l'évolution spatio-temporelle des 4 constituants minoritaires et des 2 nightglows, cités ci-dessus. De plus, afin d'être le plus cohérent possible avec les différentes informations dont on dispose actuellement, nous réaliserons une étude paramétrique du modèle, ce qui nous permettra d'ajuster au mieux les différents paramètres.

Par ailleurs, la construction de ce modèle s'appuie sur un certain nombre de données, obtenues d'une part grâce aux observations de l'atmosphère vénusienne à partir de la Terre, aux différentes missions spatiales et aux modèles développés antérieurement. Bien évidemment, nous sommes entièrement conscients que le fait de restreindre notre étude à deux dimensions spatiales ne nous permet pas de représenter de manière complètement fidèle la situation existant réellement sur Vénus. Cependant, le cadre bidimensionnel que nous nous sommes fixé, est suffisant pour les objectifs que nous poursuivons dans ce travail.

4.1 Mise sous forme mathématique du problème

Dans cette étude, on s'intéresse particulièrement à l'évolution spatio-temporelle des densités numériques de N, O, NO, et $O_2(^1\Delta_g)$. Nous les noterons respectivement n_N , n_O , n_{NO} , et $n_{O_2(^1\Delta_g)}$. En outre, nous supposons que le champ de température T ainsi que le champ de vitesse $\vec{v}$ sont connus en tout point de notre domaine de résolution. Par conséquent, la seule équation qu'il nous faut considérer, pour résoudre notre problème, est l'équation de bilan de masse.

4.1.1 Equations de bilan de masse

De manière générale, le bilan de masse d'un constituant i dans un fluide non homogène (mélange de plusieurs gaz), qui est le siège de réactions chimiques, s'écrit sous sa forme locale comme suit :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}_{adv,i} - \vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}_{diff,i} + P_i - L_i, \quad (4.1)$$

où :

- n_i (cm^{-3}) est la densité numérique du constituant i .
- $\vec{\Phi}_{adv,i}$ ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) est le flux advectif du constituant i .
- $\vec{\Phi}_{diff,i}$ ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) est le flux diffusif du constituant i .
- P_i ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) et L_i ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) représentent respectivement le taux de production et le taux de perte du constituant i . Ceux-ci dépendent bien évidemment de la cinétique chimique des réactions auxquelles est soumis le constituant i .

En outre, si l'on suppose que le mélange gazeux est composé de k constituants ($i = 1, 2, \dots, k$), et si l'on effectue la somme des k équations de bilan de masse des différents constituants, on retrouve l'équation de continuité sous sa forme habituelle :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot (n\vec{v}) \quad (4.2)$$

En effet, les k flux de diffusion sont liés entre eux par la relation suivante :

$$\sum_{i=1}^k \vec{\Phi}_{diff,i} = \vec{0} \quad (4.3)$$

De plus, on a également les deux relations suivantes :

$$\sum_{i=1}^k (P_i - L_i) = 0, \quad (4.4)$$

$$\sum_{i=1}^k n_i = n, \quad (4.5)$$

où n est la densité numérique totale.

A présent, replaçons-nous dans le contexte de notre étude. Tout d'abord, nous allons supposer que toutes les variables dépendantes intervenant dans notre problème, dépendent uniquement de deux variables indépendantes, ce qui nous permettra d'élaborer notre modèle bidimensionnel. Par ailleurs, pour construire ce dernier, nous allons adopter une géométrie simplifiée par rapport à la situation réelle.

4.1.2 Géométrie du modèle

Pour construire notre modèle, nous allons travailler avec les coordonnées cartésiennes x et z qui désignent respectivement la position horizontale et la position verticale dans notre domaine de résolution, représenté en bleu sur la figure 4.8 ci-après. En outre, comme on peut l'observer sur cette même figure, la géométrie du domaine de résolution que nous avons adoptée est relativement simple. Il s'agit d'un rectangle qui s'étend de 80 à 130 km selon z , et de 0 km à une distance qui n'est pas définie de manière précise a priori, mais qui devra être suffisante pour observer effectivement l'effet du transport horizontal, selon x . En outre, supposons que l'on se trouve en un point donné de la surface de Vénus, les coordonnées x et z désignent alors, respectivement, la distance mesurée dans la direction du vent dominant, et l'altitude locale du lieu. Bien évidemment, la planète est en réalité quasiment sphérique, par conséquent, la géométrie que nous utilisons dans ce modèle n'est pas représentative de la réalité. Cependant, cette simplification, bien que non fidèle à la réalité, nous permettra d'examiner comment les différentes densités numériques se comportent lorsque l'on introduit un transport horizontal.

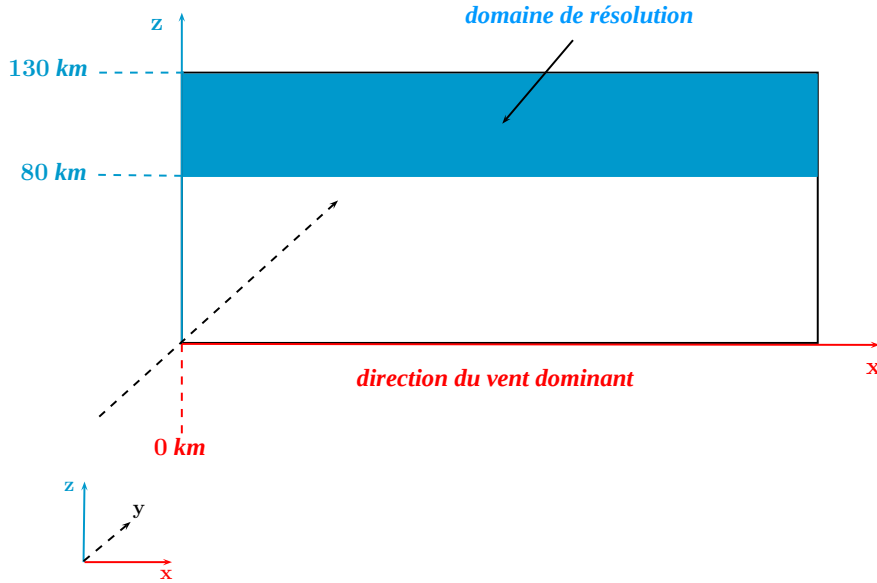


FIG. 4.8 – Géométrie du domaine de résolution.

Remarquons bien que la construction de ce modèle bidimensionnel n'a pas la prétention de représenter fidèlement ce qui se produit effectivement sur Vénus, mais nous espérons simplement au travers de ce dernier, mieux appréhender l'évolution spatio-temporelle des constituants minoritaires intervenant dans les nightglows UV et IR de l'atmosphère nocturne de Vénus.

4.1.3 Hypothèses de travail

Comme nous l'avons déjà signalé précédemment, nous allons supposer que toutes les variables dépendantes qui interviennent dans notre problème dépendent uniquement de deux variables indépendantes x et z . De plus, nous négligerons le phénomène de diffusion selon la direction x étant donné que ce dernier est très faible comparativement à l'advection dans cette même direction. En effet, le phénomène diffusif intervient principalement dans la direction verticale z pour les raisons que nous avons déjà exposées dans la sous-section 2.2.6. Quant au phénomène advectif, il sera pris en compte dans les deux directions. Par ailleurs, nous considérerons que la température est homogène selon la coordonnée x pour une altitude z donnée. En réalité, la température sur Vénus varie également selon la direction x , mais on s'est rendu compte, grâce au modèle à une dimension spatiale élaboré par Gérard *et al.* [2008], que cette variation n'affectait que très peu la solution obtenue. C'est pourquoi, il est raisonnable de faire cette hypothèse dans le cadre de l'élaboration de notre modèle à deux dimensions spatiales. De plus, nous adopterons le profil vertical de température que nous fournit le modèle empirique *VTSS3N* que nous avons brièvement décrit à la section 2.3.

Dans cette étude, nous supposons que la vitesse du vent $\vec{v}$ (qui dépend uniquement de x et z dans les hypothèses sous lesquelles nous travaillons) apparaissant dans l'équation (4.2), dont les composantes horizontale et verticale sont respectivement notées u et w , est connue en tout point du domaine de résolution. En outre, ces composantes u et w doivent être telles qu'elles vérifient l'équation (4.2) que l'on peut récrire sous la forme :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial(nu)}{\partial x} + \frac{\partial(nw)}{\partial z} = 0 \quad (4.6)$$

De plus, la densité numérique totale n ne varie quasiment pas en fonction du temps et elle ne présente pas ou très peu de variation selon x . Par conséquent, il est raisonnable d'écrire :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0, \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial n}{\partial x} = 0 \quad (4.8)$$

En tenant compte de ces remarques, l'équation (4.6) devient alors :

$$n(z) \frac{\partial u(x, z)}{\partial x} + n(z) \frac{\partial w(x, z)}{\partial z} + w(x, z) \frac{\partial n(z)}{\partial z} = 0 \quad (4.9)$$

Par ailleurs, la distribution spatiale des composantes de la vitesse u et w est en réalité mal connue. Il n'est donc pas judicieux d'imaginer un profil de vitesse particulier, étant donné que les informations dont on dispose à ce sujet restent très restreintes et varient sensiblement d'un auteur à l'autre. De plus, il faudrait que le champ de vitesse $\vec{v}$ que l'on imposerait vérifie l'équation (4.9). D'autre part, afin de vérifier l'équation (4.9), nous allons supposer que la composante u ne dépend que de la variable dépendante z et que la composante w est nulle. Bien évidemment, l'advection verticale n'est pas nulle en réalité. Par conséquent, il faut rendre compte de cet effet par un autre moyen. En dépit de toute signification physique, nous allons simuler l'advection dans cette direction verticale, par l'utilisation du coefficient de diffusion turbulente. Cette démarche a déjà été utilisée par *Roble and Gary* [1979] ; *Gérard et al.* [2008]. Nous sommes bien conscients que cette façon de procéder est quelque peu artificielle, mais elle nous permet d'être en accord avec l'équation (4.9).

Selon les hypothèses réalisées ci-dessus, il vient donc :

1. $n_i = n_i(x, z)$ avec $i = 1, 2, 3, 4$. Les indices 1, 2, 3, et 4 correspondent respectivement à N, O, NO, et O₂(¹Δ_g). Notons que dans la suite de ce travail, nous utiliserons indifféremment les indices numériques ou les noms des constituants ;
2. $P_i = P_i(x, z)$, $L_i = L_i(x, z)$ avec $i = 1, 2, 3, 4$;
3. $T = T(z)$. En outre, le profil vertical de température que nous allons adopter pour cette étude, obtenu via le modèle VTS3N pour la région d'altitude qui nous intéresse, est exposé sur la figure 4.9 ;
4. $u = u(z)$;
5. $w = 0$;
6. $\vec{\Phi}_{diff,i} = (\Phi_{diff,i})_z \vec{e}_z$, où $\vec{e}_z$ est un vecteur unitaire dans la direction z .

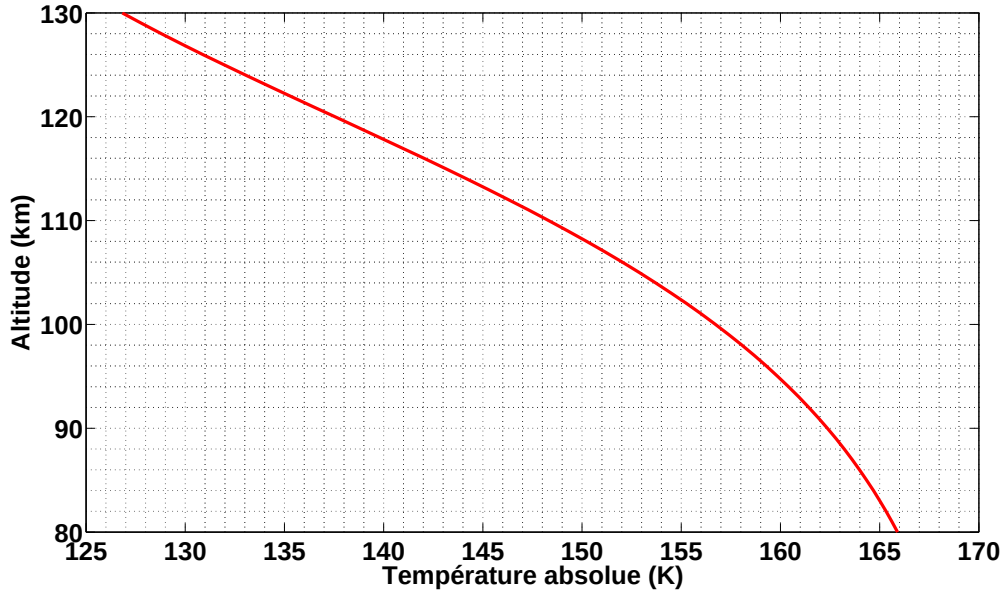


FIG. 4.9 – Profil de température fourni par le modèle empirique VTS3N entre 80 et 130 km d'altitude.

En prenant en considération ces hypothèses, on peut récrire l'équation (4.1) telle que :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = - \left(\frac{\partial(\Phi_{adv,i})_x}{\partial x} + \frac{\partial(\Phi_{adv,i})_z}{\partial z} \right) - \frac{\partial(\Phi_{diff,i})_z}{\partial z} + P_i - L_i \quad (4.10)$$

4.1.4 Description des termes des 4 équations de bilan de masse

Flux diffusif selon z

L'expression du flux diffusif selon z est donnée par l'expression (2.31) où le coefficient de diffusion turbulente dans le contexte qui nous occupe (atmosphère de Vénus) est donné par *Von Zahn et al.* [1979] ; *Gérard et al.* [1981] :

$$K(z) = \frac{A}{\sqrt{n(z)}} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}, \quad (4.11)$$

où A est un paramètre libre du modèle indépendant de l'altitude. Quant à $n(z)$, il représente la densité numérique totale de l'atmosphère vénusienne et ne dépend que de z . En outre, l'expression des coefficients de diffusion moléculaire est donnée par *Banks et Kockarts* [1973] :

$$D_i(z) = 1.52 \times 10^{18} \frac{\sqrt{T(z) \left(\frac{m_0}{m} + \frac{m_0}{m_i} \right)}}{n(z)} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (4.12)$$

où m_0 , m , et m_i sont respectivement la masse d'un atome d'hydrogène, la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère vénusienne et la masse moléculaire (ou atomique) du constituant i .

Flux advectif

A présent, regardons plus en détail le terme d'advection de l'équation (4.10). Le flux advectif selon x est simplement donné par :

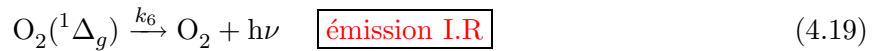
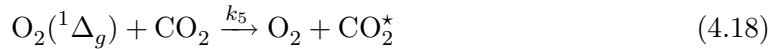
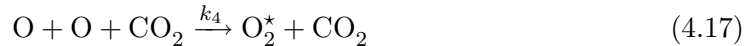
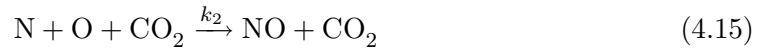
$$(\Phi_{adv,i})_x = n_i u \quad (4.13)$$

Quant au flux advectif selon z , il est contenu implicitement dans le coefficient de diffusion turbulente, en augmentant plus ou moins fort la valeur du paramètre libre du modèle A dans l'expression (4.11).

Taux de production et de perte

Commençons par examiner le taux de production et de perte de chaque constituant minoraire i étudié. Pour cela, il nous faut tout d'abord écrire les différentes réactions chimiques qui régissent la création et la destruction des constituants qui nous occupent, à savoir N, O, NO et O₂(¹Δ_g).

Il y a en fait 6 réactions chimiques qui interviennent dans notre problème :



où les constantes de vitesse des 6 réactions chimiques présentées ci-dessus sont récapitulées dans le tableau ci-après :

	Constantes de vitesse des réactions	Références
k_1	$1.92 \times 10^{-17} \times \sqrt{\frac{300}{T}} \times \left(1 - \frac{0.57}{\sqrt{T}}\right) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	<i>Dalgarno et al.</i> [1992]
k_2	$2 \times 10^{-32} \sqrt{\frac{300}{T}} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	<i>Campbell and Thrush</i> [1966]
k_3	$2.5 \times 10^{-10} \sqrt{\frac{T}{300}} \times \exp\left(\frac{-600}{T}\right) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	<i>Fox</i> [1994]
k_4	$2.8 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	<i>Campbell and Gray</i> [1973]
k_5	$3 \times 10^{-20} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	<i>Yung and Demore</i> [1982]
k_6	$2.19 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	<i>Newman et al.</i> [1999]

TAB. 4.1 – Constantes de vitesse des six réactions chimiques considérées.

Remarquons que les différentes constantes de vitesse ne dépendent que de la température, qui elle-même ne dépend que de z , selon les hypothèses que nous avons réalisées. Par conséquent, les constantes de vitesse ne dépendront que de la variable dépendante z . Examinons d'ailleurs le profil de ces dernières.

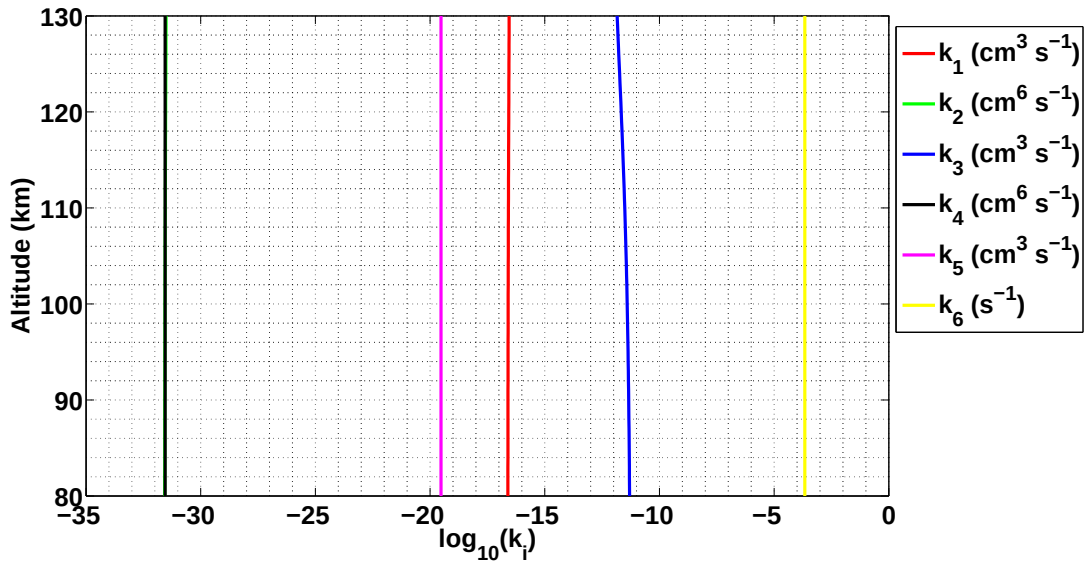


FIG. 4.10 – Profil vertical des constantes de vitesse des 6 réactions chimiques considérées.

On peut remarquer sur cette figure 4.10 que les profils verticaux des constantes k_2 et k_4 sont quasiment les mêmes. On peut également apercevoir sur cette même figure que la constante de vitesse k_3 présente une variation plus importante en fonction de l'altitude que les autres constantes de vitesse.

Cela étant, nous pouvons maintenant expliciter les termes de production et de perte de chaque constituant, à savoir P_i et L_i . En outre, notons que les $[]$ apparaissant ci-après désignent des densités numériques.

Taux de production et de perte pour l'azote atomique

$$P_1 = 0 \text{ et } L_1 = k_1[\text{N}][\text{O}] + k_2[\text{N}][\text{O}][\text{CO}_2] + k_3[\text{N}][\text{NO}] \quad (4.20)$$

Taux de production et de perte pour l'oxygène atomique

$$P_2 = k_3[\text{N}][\text{NO}] \text{ et } L_2 = k_1[\text{N}][\text{O}] + k_2[\text{N}][\text{O}][\text{CO}_2] + k_4[\text{O}]^2[\text{CO}_2] \quad (4.21)$$

Taux de production et de perte pour l'oxyde d'azote

$$P_3 = k_1[\text{N}][\text{O}] + k_2[\text{N}][\text{O}][\text{CO}_2] \text{ et } L_3 = k_3[\text{NO}][\text{N}] \quad (4.22)$$

Taux de production et de perte de l'oxygène moléculaire excité dans l'état singulet delta

$$P_4 = (\varepsilon k_4) [\text{O}]^2[\text{CO}_2] \text{ et } L_4 = k_5[\text{O}_2(^1\Delta_g)][\text{CO}_2] + k_6[\text{O}_2(^1\Delta_g)] \quad (4.23)$$

Remarquons que nous avons multiplié la constante de vitesse k_4 par le facteur d'efficacité quantique ε dans l'expression de P_4 .

4.2 Temps caractéristiques de la chimie et du transport

Dans cette section, nous allons examiner les temps caractéristiques des différents phénomènes physiques et chimiques qui interviennent dans notre modélisation. Cela nous permettra d'avoir une première idée de la dynamique et de la cinétique chimique du problème.

4.2.1 Temps caractéristiques de la chimie

Intéressons nous tout d'abord aux temps caractéristiques des différents constituants dont on souhaite étudier l'évolution spatio-temporelle, vis-à-vis des réactions chimiques dans lesquelles ceux-ci interviennent. Si l'on définit le temps caractéristique τ_i d'une espèce i vis-à-vis d'une réaction chimique donnée comme étant le temps nécessaire pour que la densité numérique initiale $n_{0,i}$ de cette espèce décroisse jusqu'à atteindre une valeur égale à $n_i = \frac{n_{0,i}}{e}$, on peut alors écrire les différents temps caractéristiques des constituants vis-à-vis de l'ensemble des réactions chimiques du problème de la façon suivante :

	τ_N (s)	τ_O (s)	τ_{NO} (s)	$\tau_{O_2(^1\Delta_g)}$ (s)
Réaction (4.14)	$\frac{1}{k_1[O]}$	$\frac{1}{k_1[N]}$		
Réaction (4.15)	$\frac{1}{k_2[O][CO_2]}$	$\frac{1}{k_2[N][CO_2]}$		
Réaction (4.16)	$\frac{1}{k_3[NO]}$		$\frac{1}{k_3[N]}$	
Réaction (4.17)		$\frac{1}{k_4[O][CO_2]}$		
Réaction (4.18)				$\frac{1}{k_5[CO_2]}$
Réaction (4.19)				$\frac{1}{k_6}$

TAB. 4.2 – Temps caractéristiques des constituants minoritaires vis-à-vis des différentes réactions chimiques.

Par ailleurs, on peut également obtenir un temps caractéristique global pour un constituant donné soumis à un ensemble de réactions chimiques (comme c'est le cas ici). Selon *Jacobson* [2007], il est obtenu comme suit : si τ_{A1} , τ_{A2} , et τ_{A3} représentent respectivement les temps caractéristiques du constituant A vis-à-vis d'une réaction chimique 1, 2, et 3, alors le temps caractéristique global de ce constituant A vis-à-vis de l'ensemble des réactions chimiques dans lesquelles il intervient, est donné par :

$$\tau_A = \frac{1}{\frac{1}{\tau_{A1}} + \frac{1}{\tau_{A2}} + \frac{1}{\tau_{A3}}} \quad (4.24)$$

En outre, pour obtenir les temps caractéristiques présentés au tableau 4.2, nous allons utiliser les profils verticaux des différentes densités numériques donnés par le modèle unidimensionnel (selon la verticale z) élaboré par *Gérard et al.* [2008].

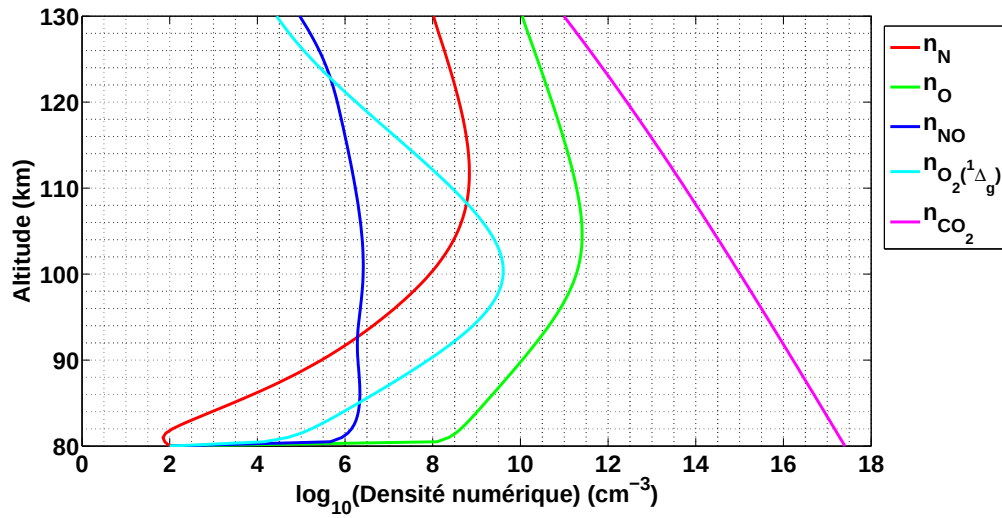


FIG. 4.11 – Profil vertical des densités numériques via le modèle 1D élaboré par *Gérard et al.* [2008].

Par ailleurs, notons que le profil de la densité numérique de CO_2 utilisé par *Gérard et al.* [2008] est le profil fourni par le modèle empirique VTS3N.

A présent, connaissant les profils verticaux des constantes de vitesse des réactions et des densités numériques, nous pouvons facilement obtenir ceux des temps caractéristiques de la chimie du problème.

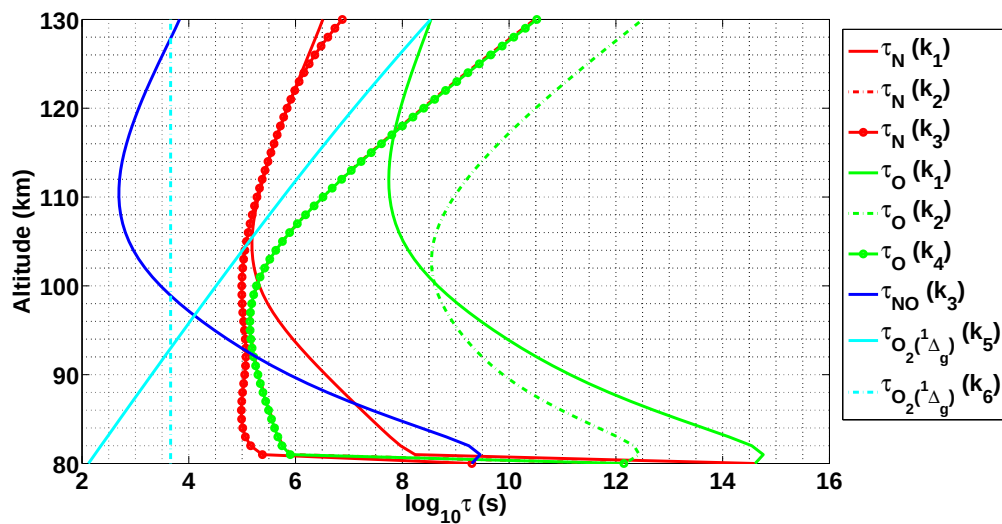


FIG. 4.12 – Temps caractéristiques τ (s) des différents constituants minoritaires vis-à-vis des différentes réactions chimiques, en fonction de l'altitude (km).

Il est intéressant de noter sur la figure 4.12 que nous avons représenté le temps caractéristique sur l'axe des abscisses en utilisant une échelle logarithmique. En effet, étant donné que les temps caractéristiques τ décrivant la chimie du problème sont parfois très différents d'un constituant à l'autre, ou même simplement d'une réaction à l'autre pour un composé donné, l'échelle logarithmique nous permet de mieux visualiser la situation.

A présent, en appliquant la relation (4.24) à notre situation, on obtient le temps caractéristique global de chaque constituant qui nous occupe vis-à-vis de l'ensemble des réactions chimiques du problème.

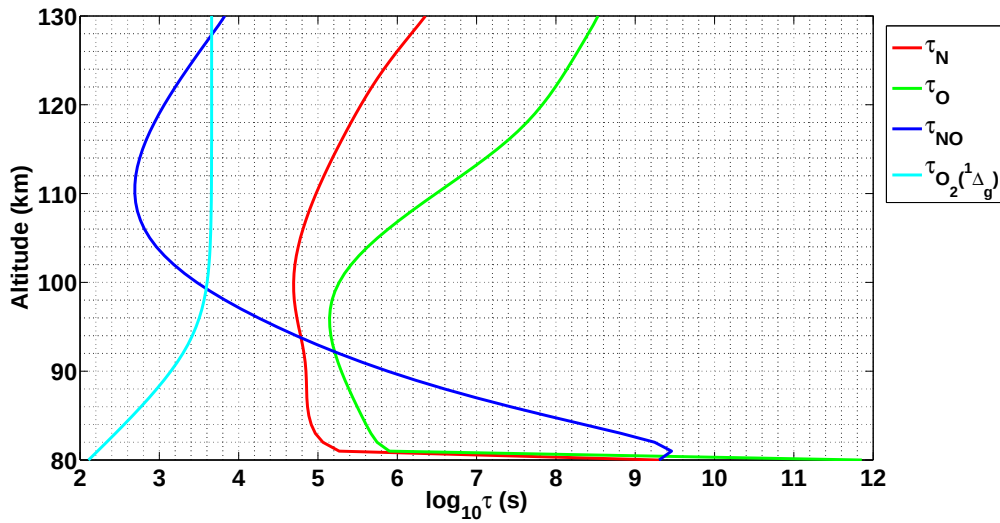


FIG. 4.13 – Temps caractéristiques globaux τ (s) des différents constituants minoritaires, en fonction de l'altitude (km).

4.2.2 Temps caractéristiques du transport

Advection horizontale et verticale

Soient H et l , les longueurs caractéristiques de l'advection verticale et horizontale respectivement. On définit alors les temps caractéristiques de l'advection comme suit :

$$\tau_{adv,x} = \frac{l}{u}, \quad \tau_{adv,z} = \frac{H}{w} \quad (4.25)$$

où H représente bien entendu la hauteur d'échelle de l'atmosphère vénusienne, définie précédemment par l'expression (2.4). Quant à l , c'est l'étendue typique d'un patch d'émission d' $O_2(^1\Delta_g)$ et celle-ci vaut environ 10 degrés d'arc¹, soit environ 1000 km. Par ailleurs, rappelons que u et w désignent respectivement les vitesses horizontale et verticale, ainsi que nous les avons déjà introduites précédemment. De plus, pour le calcul de ces temps caractéristiques, nous avons pris des valeurs de vitesse moyenne représentatives de ce qui se produit dans cette région d'altitude, à savoir $u = 25 \text{ m s}^{-1}$, et $w = 17 \text{ cm s}^{-1}$ (valeurs suggérées par le LPAP).

¹Pour obtenir la distance exprimée en km, il nous suffit d'effectuer le petit calcul suivant : $\frac{10}{360} \times 2\pi (R_{\text{Vénus}} + z_{\text{émission}})$, où $z_{\text{émission}}$ désigne simplement l'altitude à laquelle les patches d'émission de $O_2(^1\Delta_g)$ se produisent.

Diffusion turbulente et diffusion moléculaire

Les temps caractéristiques des phénomènes de diffusion moléculaire et turbulente ont déjà été définis dans la sous-section 2.2.7, et sont donnés respectivement par les expressions (2.32) et (2.33).

Tous les facteurs apparaissant dans les définitions de ces temps caractéristiques dépendent de variables dont on connaît l'expression. Par conséquent, nous pouvons les calculer aisément et représenter leur profil en fonction de l'altitude.

En outre, par l'intermédiaire de la figure 4.14 présentée ci-après, on peut observer plusieurs caractéristiques intéressantes. Premièrement, on voit très clairement que les phénomènes advectifs horizontal et vertical dominent largement les phénomènes de diffusions turbulente et moléculaire, entre 80 et $\sim 105 - 110$ km. Ensuite, on constate que la diffusion turbulente devient comparable aux phénomènes advectifs aux alentours de 110 – 115 km, pour ensuite les dépasser. On remarque également que les temps caractéristiques de la diffusion moléculaire sont sensiblement les mêmes d'un constituant à l'autre. De plus, on observe aussi que le phénomène de diffusion moléculaire devient relativement important à partir de ~ 120 km d'altitude seulement. Notons bien qu'il s'agit d'un ordre de grandeur, rien de plus. Ceci nous fournit donc simplement une idée de la tendance générale. En effet, lorsqu'on utilise une valeur supérieure pour u à celle que nous avons utilisée pour ce calcul, $u = 75 \text{ m s}^{-1}$ par exemple, on constate que ce n'est plus le phénomène d'advection verticale qui présente le temps caractéristique le plus faible aux petites altitudes, mais le processus d'advection horizontale.

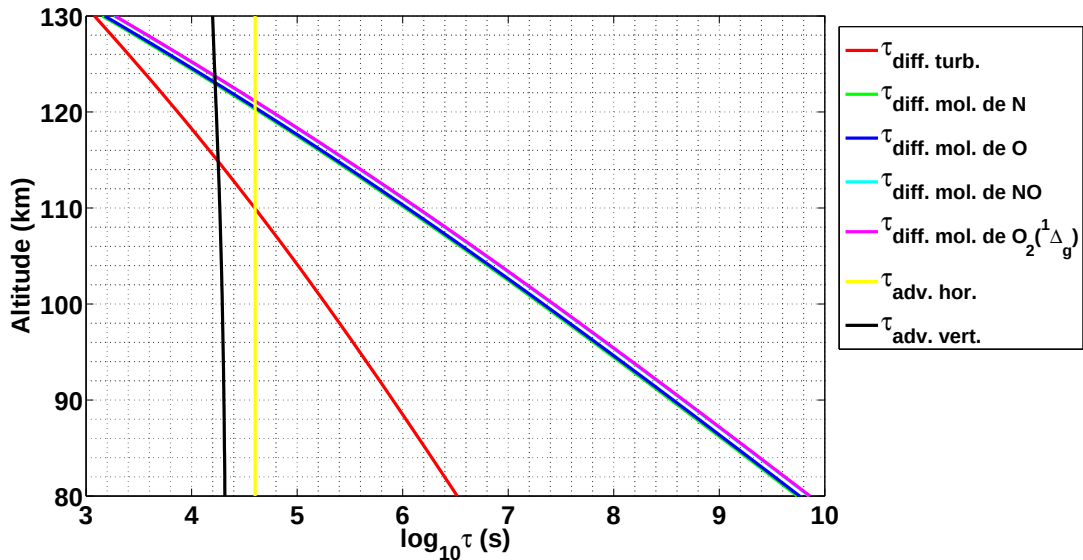


FIG. 4.14 – Temps caractéristiques τ (s) des phénomènes d'advection (horizontale et verticale), de diffusion turbulente ainsi que de diffusion moléculaire de chaque constituant minoritaire, en fonction de l'altitude z (km).

Notons également que cette figure 4.14 nous permet de visualiser l'altitude limite, appelée *homopause* ou encore *turbopause*, séparant deux régions atmosphériques distinctes désignées

par *homosphère* et *hétérosphère*. Ces deux régions sont caractérisées de la façon suivante :

1. l'*homosphère* est la région atmosphérique où $K \gg D_i$;
2. l'*hétérosphère* est la région atmosphérique où $D_i \gg K$.

L'*homopause* est, quant à elle, caractérisée par l'égalité entre K et D_i . On voit donc que la notion d'*homopause* est propre à chaque constituant i . Cependant, les différences ne sont pas réellement significatives comme on peut l'observer sur la figure 4.14. En effet, la courbe rouge (représentant la diffusion turbulente) intersecte les courbes verte, bleue, cyan, et magenta (représentant les diffusions moléculaires des différents constituants minoritaires étudiés), approximativement à la même altitude, c'est-à-dire à un peu plus de 130 km, en accord avec les mesures effectuées par le spectromètre de masse à bord d'une des sondes de Pioneer Venus.

4.3 Formes quasi-linéaires des 4 équations de bilan de masse

Avant toute chose, signalons au lecteur qu'en dépit de nos hypothèses sur les composantes de la vitesse u et w réalisées dans la sous-section 4.1.3, nous allons, pour le développement qui suit, ne pas en tenir compte afin d'exprimer le problème de manière générale. Bien entendu, gardons en tête qu'en pratique nous utiliserons bien les hypothèses formulées précédemment. Classiquement, le flux advectif du constituant i selon la direction verticale s'écrit comme suit :

$$(\Phi_{adv,i})_z = n_i w, \quad (4.26)$$

avec $w = w(x, z)$. Par ailleurs, étant donné que l'on fait momentanément abstraction des hypothèses émises sur les composantes u et w , il vient aussi que $u = u(x, z)$.

En outre, maintenant que nous connaissons l'expression détaillée de tous les termes intervenant dans l'équation (4.10), nous pouvons les injecter dans celle-ci. Après quelques calculs, on trouve finalement que l'expression du bilan de masse pour le constituant i peut s'écrire sous la forme quasi-linéaire suivante :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = A_i \frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} + B_i \frac{\partial n_i}{\partial z} + C_i \frac{\partial n_i}{\partial x} + E_i n_i + P_i - L_i \quad \forall i = 1, 2, 3, 4. \quad (4.27)$$

où les coefficients A_i , B_i , C_i et E_i sont donnés par :

$$A_i = D_i + K \quad (4.28)$$

$$B_i = -w + \frac{\partial(D_i + K)}{\partial z} + (D_i + K) \frac{\partial(\ln T)}{\partial z} + \left(\frac{D_i}{H_i} + \frac{K}{H} \right) \quad (4.29)$$

$$C_i = -u \quad (4.30)$$

$$\begin{aligned} E_i = & - \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + (D_i + K) \frac{\partial^2(\ln T)}{\partial z^2} + \frac{\partial(D_i + K)}{\partial z} \frac{\partial(\ln T)}{\partial z} \\ & + \frac{1}{H_i} \frac{\partial D_i}{\partial z} + \frac{1}{H} \frac{\partial K}{\partial z} - \frac{D_i}{H_i^2} \frac{\partial H_i}{\partial z} - \frac{K}{H^2} \frac{\partial H}{\partial z} \end{aligned} \quad (4.31)$$

Bien évidemment, l'équation (4.27) doit être vérifiée pour N, O, NO, et $O_2(^1\Delta_g)$. Par conséquent, on obtient finalement un système de 4 équations aux dérivées partielles couplées non linéaires

ainsi que nous allons le voir plus loin. Le système exprimé sous forme indicielle (4.27) peut se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} = \mathbf{A} \frac{\partial^2 \vec{n}}{\partial z^2} + \mathbf{B} \frac{\partial \vec{n}}{\partial z} + \mathbf{C} \frac{\partial \vec{n}}{\partial x} + \mathbf{E} \vec{n} + \vec{f}(\vec{n}) \quad (4.32)$$

où $\mathbf{A}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{C}$, et $\mathbf{E}$, sont des matrices diagonales ; $\vec{f}(\vec{n})$ représente la cinétique chimique du problème. C'est en fait ce seul terme qui confère au problème son caractère non linéaire et qui induit un couplage des 4 équations de bilan. Quant au vecteur $\vec{n}$, il est donné par $\vec{n} = (n_1, n_2, n_3, n_4)^T$.

Les différentes matrices s'écrivent donc de la façon suivante :

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} A_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A_4 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} B_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & B_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & B_4 \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} C_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & C_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_4 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & E_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E_4 \end{pmatrix}$$

Explicitons à présent $\vec{f}(\vec{n})$:

$$\begin{cases} f_1(n_1, n_2, n_3, n_4) = -k_1 n_1 n_2 - k_2 n_1 n_2 n_{\text{CO}_2} - k_3 n_1 n_3 \\ f_2(n_1, n_2, n_3, n_4) = k_3 n_1 n_3 - k_1 n_1 n_2 - k_2 n_1 n_2 n_{\text{CO}_2} - k_4 n_2^2 n_{\text{CO}_2} \\ f_3(n_1, n_2, n_3, n_4) = k_1 n_1 n_2 + k_2 n_1 n_2 n_{\text{CO}_2} - k_3 n_1 n_3 \\ f_4(n_1, n_2, n_3, n_4) = (\varepsilon k_4) n_2^2 n_{\text{CO}_2} - k_5 n_4 n_{\text{CO}_2} - k_6 n_4 \end{cases} \quad (4.33)$$

Grâce à (4.33), on voit clairement le caractère non linéaire et le couplage induit par le terme $\vec{f}(\vec{n})$.

Développement du modèle numérique

5.1 Discrétisation par la méthode des volumes finis

Afin de résoudre numériquement notre système d'équations aux dérivées partielles paraboliques couplées, nous allons utiliser la méthode des volumes finis. Cette méthode utilise comme point de départ la forme intégrale des équations de bilan. Comme nous l'avons déjà vu précédemment, la forme locale de bilan de masse pour le constituant minoritaire i s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}_{adv,i} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}_{diff,i} = P_i - L_i \quad (5.1)$$

A partir de (5.1), on peut obtenir facilement la forme intégrale de l'équation de bilan de masse. En effet, il nous suffit d'intégrer (5.1) sur un volume fixe quelconque $\mathcal{V}$ (approche eulérienne). En procédant de la sorte, on obtient donc :

$$\frac{d}{dt} \int_{\mathcal{V}} n_i d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{V}} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}_{adv,i}) d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{V}} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}_{diff,i}) d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{V}} (P_i - L_i) d\mathcal{V} \quad (5.2)$$

Par ailleurs, le théorème de la divergence (ou encore théorème de Gauss) nous indique que l'intégrale volumique de la divergence d'un champ vectoriel quelconque $\vec{F}$ dont les composantes sont (F_x, F_y, F_z) sur une région de volume $\mathcal{V}$, est égale à l'intégrale du flux engendré par ce champ vectoriel au travers de la surface fermée $\mathcal{S}$ délimitant cette région de volume $\mathcal{V}$.

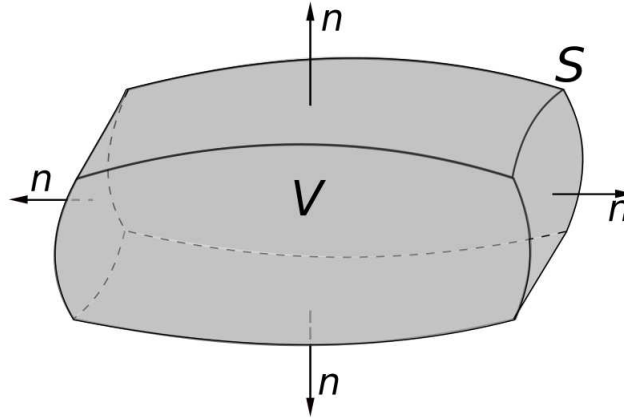


FIG. 5.1 – Région de volume $\mathcal{V}$ délimitée par la surface fermée $\mathcal{S}$, dont la normale unitaire extérieure est notée $\vec{n}$.

Mathématiquement, il s'exprime donc de la manière suivante :

$$\int_{\mathcal{V}} (\vec{\nabla} \cdot \vec{F}) d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{S}} (\vec{F} \cdot \vec{n}) d\mathcal{S} \quad (5.3)$$

où le vecteur $\vec{n}$ de composantes (n_x, n_y, n_z) est la normale unitaire extérieure à la surface fermée $\mathcal{S}$. En terme des composantes, on peut encore écrire (5.3) de la façon suivante :

$$\int_{\mathcal{V}} \left(\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} \right) d\mathcal{V} = \int_{\mathcal{S}} (F_x n_x + F_y n_y + F_z n_z) d\mathcal{S} \quad (5.4)$$

A présent, en utilisant ce théorème, on peut récrire l'équation (5.2) sous la forme :

$$\frac{d}{dt} \int_{\mathcal{V}} n_i d\mathcal{V} + \int_{\mathcal{S}} (\vec{\Phi}_{adv,i} \cdot \vec{n}) d\mathcal{S} + \int_{\mathcal{S}} (\vec{\Phi}_{diff,i} \cdot \vec{n}) d\mathcal{S} = \int_{\mathcal{V}} (P_i - L_i) d\mathcal{V} \quad (5.5)$$

5.2 Discrétisation spatiale

Maintenant, replaçons-nous dans le contexte de notre étude à deux dimensions spatiales (que l'on note pour rappel, x et z). Afin de discrétiser notre domaine de résolution, nous allons le diviser en une série de petites cellules rectangulaires couvrant la totalité de l'espace que l'on souhaite étudier. Représentons la situation schématiquement.

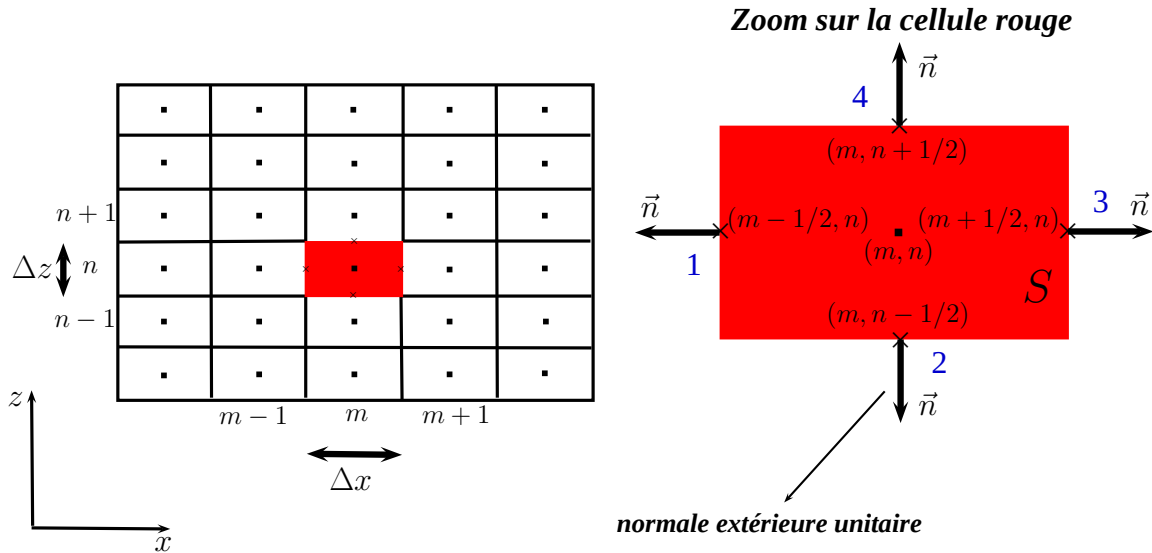


FIG. 5.2 – Grille de cellules couvrant l'ensemble du domaine de résolution.

Les deux variables spatiales indépendantes x et z sont discrétisées comme suit :

$$x_m = \left(m - \frac{1}{2} \right) \Delta x \quad \forall m \in \left[\frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots, \left(M - \frac{1}{2} \right), M, \left(M + \frac{1}{2} \right) \right],$$

$$z_n = \left(n - \frac{1}{2} \right) \Delta z \quad \forall n \in \left[\frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots, \left(N - \frac{1}{2} \right), N, \left(N + \frac{1}{2} \right) \right],$$

c'est-à-dire que l'on couvre le domaine de résolution au moyen de $(M \times N)$ cellules rectangulaires. Par ailleurs, les pas spatiaux dans les deux directions (Δx et Δz) sont constants sur l'ensemble du domaine mais ne sont pas identiques ($\Delta x \neq \Delta z$).

A présent, si l'on intègre la forme quasi-conservative (5.1) sur la surface S de la cellule rouge, on obtient de manière analogue à l'expression (5.2) :

$$\frac{d}{dt} \int_{\mathcal{S}} n_i d\mathcal{S} + \int_{\mathcal{S}} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}_{adv,i}) d\mathcal{S} + \int_{\mathcal{S}} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\Phi}_{diff,i}) d\mathcal{S} = \int_{\mathcal{S}} (P_i - L_i) d\mathcal{S} \quad (5.6)$$

Bien entendu, les intégrales de volume apparaissant dans l'équation (5.2) sont à présent des intégrales de surface puisque l'on travaille à deux dimensions. A nouveau, on peut transformer l'équation (5.6) en utilisant le théorème de la divergence (dans le plan) liant les intégrales de surface et de contour (analogue au théorème de la divergence liant les intégrales de volume et de surface). Il vient alors :

$$\underbrace{\frac{d}{dt} \int_S n_i dS}_{\text{terme 1 m.g.}} + \underbrace{\oint_C (\vec{\Phi}_{adv,i} \cdot \vec{n}) dC}_{\text{terme 2 m.g.}} + \underbrace{\oint_C (\vec{\Phi}_{diff,i} \cdot \vec{n}) dC}_{\text{terme 3 m.g.}} = \underbrace{\int_S (P_i - L_i) dS}_{\text{m.d.}} \quad (5.7)$$

Etant donné que notre cellule rouge sur laquelle on réalise les intégrales de surface et de contour s'étend dans la direction x de $x_{m-1/2}$ à $x_{m+1/2}$ et dans la direction z , de $z_{n-1/2}$ à $z_{n+1/2}$, on peut expliciter davantage les différentes intégrales apparaissant dans l'expression (5.7).

5.2.1 Premier terme du membre de gauche de l'équation (5.7)

$$\frac{d}{dt} \int_S n_i dS = \frac{d}{dt} \int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} n_i dx dz \quad (5.8)$$

5.2.2 Second terme du membre de gauche de l'équation (5.7)

Etant donné que l'on prend en compte le phénomène d'advection dans les deux directions (x et z), il vient :

$$\vec{\Phi}_{adv,i} \cdot \vec{n} = (\Phi_{adv,i})_x n_x + (\Phi_{adv,i})_z n_z \quad (5.9)$$

De plus, en examinant la figure 5.2, on voit que :

1. sur le côté 1 de la cellule rouge : $n_x = -1$, $n_z = 0$
2. sur le côté 2 de la cellule rouge : $n_x = 0$, $n_z = -1$
3. sur le côté 3 de la cellule rouge : $n_x = 1$, $n_z = 0$
4. sur le côté 4 de la cellule rouge : $n_x = 0$, $n_z = 1$

Par conséquent, il vient :

$$\begin{aligned} \oint_C (\vec{\Phi}_{adv,i} \cdot \vec{n}) dC &= \oint_C [(\Phi_{adv,i})_x n_x + (\Phi_{adv,i})_z n_z] dC \\ &= \int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} \left[[(\Phi_{adv,i})_x]_{x=x_{m+1/2}} \right] dz - \int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} \left[[(\Phi_{adv,i})_x]_{x=x_{m-1/2}} \right] dz \\ &\quad + \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} \left[[(\Phi_{adv,i})_z]_{z=z_{n+1/2}} \right] dx - \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} \left[[(\Phi_{adv,i})_z]_{z=z_{n-1/2}} \right] dx \end{aligned} \quad (5.10)$$

A présent, considérons le premier terme du membre de droite de l'équation (5.10), c'est-à-dire l'intégrale :

$$\int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} \left[[(\Phi_{adv,i})_x]_{x=x_{m+1/2}} \right] dz \quad (5.11)$$

Si l'on développe en série de Taylor $[(\Phi_{adv,i})_x](x_{m+1/2}, z)$ autour de $(x_{m+1/2}, z_n)$ dans l'intégrale (5.11) et si l'on pose :

$$z = z_n + \eta, \quad (5.12)$$

il vient alors :

$$\begin{aligned} \int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} [(\Phi_{adv,i})_x]_{x=x_{m+1/2}} dz &\equiv \int_{-\frac{\Delta z}{2}}^{\frac{\Delta z}{2}} \left[[(\Phi_{adv,i})_x]_{m+1/2,n} + \eta \left(\frac{\partial(\Phi_{adv,i})_x}{\partial z} \right)_{m+1/2,n} \right. \\ &\quad + \frac{\eta^2}{2} \left(\frac{\partial^2(\Phi_{adv,i})_x}{\partial z^2} \right)_{m+1/2,n} + \frac{\eta^3}{6} \left(\frac{\partial^3(\Phi_{adv,i})_x}{\partial z^3} \right)_{m+1/2,n} \\ &\quad \left. + \frac{\eta^4}{24} \left(\frac{\partial^4(\Phi_{adv,i})_x}{\partial z^4} \right)_{m+1/2,n} + \dots \right] dz \end{aligned} \quad (5.13)$$

Si l'on calcule l'expression (5.13), on trouve finalement :

$$\int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} [(\Phi_{adv,i})_x]_{x=x_{m+1/2}} dz = \Delta z [(\Phi_{adv,i})_x]_{m+1/2,n} + \frac{\Delta z^3}{24} \left(\frac{\partial^2(\Phi_{adv,i})_x}{\partial z^2} \right)_{m+1/2,n} + \mathcal{O}(\Delta z^5) \quad (5.14)$$

On réalise donc une erreur du troisième ordre si l'on effectue l'approximation suivante :

$$\int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} [(\Phi_{adv,i})_x]_{x=x_{m+1/2}} dz \approx \Delta z [(\Phi_{adv,i})_x]_{m+1/2,n} \quad (5.15)$$

Par un raisonnement analogue à celui que l'on vient d'effectuer, on peut montrer sans difficultés que :

$$\int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} [(\Phi_{adv,i})_x]_{x=x_{m-1/2}} dz = \Delta z [(\Phi_{adv,i})_x]_{m-1/2,n} + \frac{\Delta z^3}{24} \left(\frac{\partial^2(\Phi_{adv,i})_x}{\partial z^2} \right)_{m-1/2,n} + \mathcal{O}(\Delta z^5) \quad (5.16)$$

$$\int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} [(\Phi_{adv,i})_z]_{z=z_{n+1/2}} dx = \Delta x [(\Phi_{adv,i})_z]_{m,n+1/2} + \frac{\Delta x^3}{24} \left(\frac{\partial^2(\Phi_{adv,i})_z}{\partial x^2} \right)_{m,n+1/2} + \mathcal{O}(\Delta x^5) \quad (5.17)$$

$$\int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} [(\Phi_{adv,i})_z]_{z=z_{n-1/2}} dx = \Delta x [(\Phi_{adv,i})_z]_{m,n-1/2} + \frac{\Delta x^3}{24} \left(\frac{\partial^2(\Phi_{adv,i})_z}{\partial x^2} \right)_{m,n-1/2} + \mathcal{O}(\Delta x^5) \quad (5.18)$$

Ces considérations nous permettent de récrire l'équation (5.10) de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \oint_{\mathcal{C}} (\vec{\Phi}_{adv,i} \cdot \vec{n}) d\mathcal{C} &= \left\{ \Delta z [(\Phi_{adv,i})_x]_{m+1/2,n} + \frac{\Delta z^3}{24} \left(\frac{\partial^2(\Phi_{adv,i})_x}{\partial z^2} \right)_{m+1/2,n} + \mathcal{O}(\Delta z^5) \right\} \\ &\quad - \left\{ \Delta z [(\Phi_{adv,i})_x]_{m-1/2,n} + \frac{\Delta z^3}{24} \left(\frac{\partial^2(\Phi_{adv,i})_x}{\partial z^2} \right)_{m-1/2,n} + \mathcal{O}(\Delta z^5) \right\} \\ &\quad + \left\{ \Delta x [(\Phi_{adv,i})_z]_{m,n+1/2} + \frac{\Delta x^3}{24} \left(\frac{\partial^2(\Phi_{adv,i})_z}{\partial x^2} \right)_{m,n+1/2} + \mathcal{O}(\Delta x^5) \right\} \\ &\quad - \left\{ \Delta x [(\Phi_{adv,i})_z]_{m,n-1/2} + \frac{\Delta x^3}{24} \left(\frac{\partial^2(\Phi_{adv,i})_z}{\partial x^2} \right)_{m,n-1/2} + \mathcal{O}(\Delta x^5) \right\} \end{aligned} \quad (5.19)$$

A présent, développons en série de Taylor les quatre dérivées secondes intervenant dans l'équation (5.19) autour de (x_m, z_n) . Il vient successivement :

$$\left(\frac{\partial^2 (\Phi_{adv,i})_x}{\partial z^2} \right)_{m \pm 1/2, n} = \left(\frac{\partial^2 (\Phi_{adv,i})_x}{\partial z^2} \right)_{m, n} \pm \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 (\Phi_{adv,i})_x}{\partial z^2} \right) \right)_{m, n} + \mathcal{O}(\Delta x^2) \quad (5.20)$$

$$\left(\frac{\partial^2 (\Phi_{adv,i})_z}{\partial x^2} \right)_{m, n \pm 1/2} = \left(\frac{\partial^2 (\Phi_{adv,i})_z}{\partial x^2} \right)_{m, n} \pm \frac{\Delta z}{2} \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 (\Phi_{adv,i})_z}{\partial x^2} \right) \right)_{m, n} + \mathcal{O}(\Delta z^2) \quad (5.21)$$

En insérant les développements donnés par (5.20) et (5.21) dans l'équation (5.19), on obtient :

$$\begin{aligned} \oint_{\mathcal{C}} (\vec{\Phi}_{adv,i} \cdot \vec{n}) d\mathcal{C} &= \Delta z \left\{ [(\Phi_{adv,i})_x]_{m+1/2, n} - [(\Phi_{adv,i})_x]_{m-1/2, n} \right\} + \mathcal{O}(\Delta z^3 \Delta x) \\ &\quad + \Delta x \left\{ [(\Phi_{adv,i})_z]_{m, n+1/2} - [(\Phi_{adv,i})_z]_{m, n-1/2} \right\} + \mathcal{O}(\Delta x^3 \Delta z) \end{aligned} \quad (5.22)$$

5.2.3 Troisième terme du membre de gauche de l'équation (5.7)

Etant donné que le flux diffusif est dirigé selon z , il vient :

$$\vec{\Phi}_{diff,i} \cdot \vec{n} = \underbrace{(\Phi_{diff,i})_x}_{=0} n_x + (\Phi_{diff,i})_z n_z = (\Phi_{diff,i})_z n_z \quad (5.23)$$

On peut donc écrire :

$$\oint_{\mathcal{C}} (\vec{\Phi}_{diff,i} \cdot \vec{n}) d\mathcal{C} = \oint_{\mathcal{C}} (\Phi_{diff,i})_z n_z d\mathcal{C} \quad (5.24)$$

De plus, comme nous l'avons vu précédemment, $n_z = 0$ sur les côtés 1 et 3, $n_z = 1$ sur le côté 4 et $n_z = -1$ sur le côté 2. Par conséquent, on obtient finalement :

$$\begin{aligned} \oint_{\mathcal{C}} (\vec{\Phi}_{diff,i} \cdot \vec{n}) d\mathcal{C} &= \oint_{\mathcal{C}} (\Phi_{diff,i})_z n_z d\mathcal{C} \\ &= \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} \left[[(\Phi_{diff,i})_z]_{z=z_{n+1/2}} \right] dx - \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} \left[[(\Phi_{diff,i})_z]_{z=z_{n-1/2}} \right] dx \end{aligned} \quad (5.25)$$

Pour les mêmes raisons que précédemment, on peut récrire l'équation (5.25) comme suit :

$$\oint_{\mathcal{C}} (\vec{\Phi}_{diff,i} \cdot \vec{n}) d\mathcal{C} = \Delta x \left\{ [(\Phi_{diff,i})_z]_{m, n+1/2} - [(\Phi_{diff,i})_z]_{m, n-1/2} \right\} + \mathcal{O}(\Delta x^3 \Delta z) \quad (5.26)$$

5.2.4 Membre de droite de l'équation (5.7)

$$\int_{\mathcal{S}} (P_i - L_i) d\mathcal{S} = \int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} (P_i - L_i) dx dz \quad (5.27)$$

Maintenant, si l'on injecte les expressions (5.8), (5.22), (5.26) et (5.27) dans l'équation (5.7), on obtient alors :

$$\begin{aligned}
 & \frac{d}{dt} \int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} n_i dx dz \\
 & + \Delta z \left\{ [(\Phi_{adv,i})_x]_{m+1/2,n} - [(\Phi_{adv,i})_x]_{m-1/2,n} \right\} + \mathcal{O}(\Delta z^3 \Delta x) \\
 & + \Delta x \left\{ [(\Phi_{adv,i})_z]_{m,n+1/2} - [(\Phi_{adv,i})_z]_{m,n-1/2} \right\} + \mathcal{O}(\Delta x^3 \Delta z) \\
 & + \Delta x \left\{ [(\Phi_{diff,i})_z]_{m,n+1/2} - [(\Phi_{diff,i})_z]_{m,n-1/2} \right\} + \mathcal{O}(\Delta x^3 \Delta z) \\
 & = \int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} (P_i - L_i) dx dz
 \end{aligned} \tag{5.28}$$

A présent, définissons la densité numérique moyenne dans la cellule (m, n) du constituant minoritaire i , que l'on note $(\bar{n}_i)_{m,n}$ telle que :

$$(\bar{n}_i)_{m,n} = \frac{1}{\Delta x \Delta z} \int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} n_i dx dz, \tag{5.29}$$

De la même manière, on définit la production moyenne et la perte moyenne, du constituant minoritaire i dans la cellule (m, n) , que l'on note respectivement $(\bar{P}_i)_{m,n}$ et $(\bar{L}_i)_{m,n}$, telles que :

$$(\bar{P}_i)_{m,n} = \frac{1}{\Delta x \Delta z} \int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} P_i dx dz, \tag{5.30}$$

$$(\bar{L}_i)_{m,n} = \frac{1}{\Delta x \Delta z} \int_{z_{n-1/2}}^{z_{n+1/2}} \int_{x_{m-1/2}}^{x_{m+1/2}} L_i dx dz \tag{5.31}$$

En insérant (5.29), (5.30) et (5.31) dans l'expression (5.28), on obtient finalement l'équation qui régit l'évolution du champ discret $(\bar{n}_i)_{m,n}$:

$$\begin{aligned}
 & \frac{d}{dt} (\bar{n}_i)_{m,n} \\
 & + \frac{\left\{ [(\Phi_{adv,i})_x]_{m+1/2,n} - [(\Phi_{adv,i})_x]_{m-1/2,n} \right\}}{\Delta x} + \mathcal{O}(\Delta z^2) \\
 & + \frac{\left\{ [(\Phi_{adv,i})_z]_{m,n+1/2} - [(\Phi_{adv,i})_z]_{m,n-1/2} \right\}}{\Delta z} + \mathcal{O}(\Delta x^2) \\
 & + \frac{\left\{ [(\Phi_{diff,i})_z]_{m,n+1/2} - [(\Phi_{diff,i})_z]_{m,n-1/2} \right\}}{\Delta z} + \mathcal{O}(\Delta x^2) \\
 & = (\bar{P}_i)_{m,n} - (\bar{L}_i)_{m,n}
 \end{aligned} \tag{5.32}$$

A présent, si l'on développe en série de Taylor $n_i(x, z)$ autour de (x_m, z_n) dans l'équation (5.29) et si l'on pose :

$$x = x_m + \xi, \quad z = z_n + \eta, \quad (5.33)$$

il vient alors :

$$\begin{aligned} (\bar{n}_i)_{m,n} \equiv & \frac{1}{\Delta x \Delta z} \int_{-\frac{\Delta z}{2}}^{\frac{\Delta z}{2}} \int_{-\frac{\Delta x}{2}}^{\frac{\Delta x}{2}} \left[(n_i)_{m,n} + \xi \left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right)_{m,n} + \eta \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n} \right. \\ & + \frac{\xi^2}{2} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m,n} + \frac{\eta^2}{2} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} \right)_{m,n} + \xi \eta \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial}{\partial z} n_i \right)_{m,n} \\ & \left. + \frac{\xi^3}{6} \left(\frac{\partial^3 n_i}{\partial x^3} \right)_{m,n} + \frac{\eta^3}{6} \left(\frac{\partial^3 n_i}{\partial z^3} \right)_{m,n} + \dots \right] d\xi d\eta \end{aligned} \quad (5.34)$$

En calculant l'expression (5.34), on obtient finalement :

$$\begin{aligned} (\bar{n}_i)_{m,n} = & (n_i)_{m,n} + \frac{\Delta x^2}{24} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m,n} + \frac{\Delta z^2}{24} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} \right)_{m,n} \\ & + \mathcal{O}(\Delta x^4) + \mathcal{O}(\Delta z^4) \end{aligned} \quad (5.35)$$

Par conséquent, il vient donc :

$$(\bar{n}_i)_{m,n} = (n_i)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta x^2) + \mathcal{O}(\Delta z^2) \quad (5.36)$$

En approximant la valeur de n_i au centre de gravité de la cellule (noeud de calcul) par sa valeur moyenne dans la cellule, on réalise une erreur du second ordre. En conséquence, l'approximation $(n_i)_{m,n} \approx (\bar{n}_i)_{m,n}$ est du second ordre de précision. Par ailleurs, par un raisonnement tout à fait analogue à celui effectué ci-dessus, on peut montrer que :

$$(\bar{P}_i)_{m,n} = (P_i)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta x^2) + \mathcal{O}(\Delta z^2) \quad (5.37)$$

$$(\bar{L}_i)_{m,n} = (L_i)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta x^2) + \mathcal{O}(\Delta z^2) \quad (5.38)$$

Il en résulte que les approximations suivantes :

$$(P_i)_{m,n} \approx (\bar{P}_i)_{m,n}, \quad (5.39)$$

$$(L_i)_{m,n} \approx (\bar{L}_i)_{m,n} \quad (5.40)$$

sont également du second ordre de précision.

Finalement, en substituant $(\bar{n}_i)_{m,n}$, $(\bar{P}_i)_{m,n}$ et $(\bar{L}_i)_{m,n}$ dans l'équation (5.32), respectivement par (5.36), (5.37) et (5.38), il vient :

$$\begin{aligned}
 & \frac{d}{dt} \left[(n_i)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta x^2) + \mathcal{O}(\Delta z^2) \right] \\
 & + \underbrace{\frac{[(\Phi_{adv,i})_x]_{m+1/2,n} - [(\Phi_{adv,i})_x]_{m-1/2,n}}{\Delta x}}_{\text{terme 2}} + \mathcal{O}(\Delta z^2) \\
 & + \underbrace{\frac{[(\Phi_{adv,i})_z]_{m,n+1/2} - [(\Phi_{adv,i})_z]_{m,n-1/2}}{\Delta z}}_{\text{terme 3}} + \mathcal{O}(\Delta x^2) \\
 & + \underbrace{\frac{[(\Phi_{diff,i})_z]_{m,n+1/2} - [(\Phi_{diff,i})_z]_{m,n-1/2}}{\Delta z}}_{\text{terme 4}} + \mathcal{O}(\Delta x^2) \\
 & = \left\{ (P_i)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta x^2) + \mathcal{O}(\Delta z^2) \right\} - \left\{ (L_i)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta x^2) + \mathcal{O}(\Delta z^2) \right\}
 \end{aligned} \tag{5.41}$$

Maintenant, il nous faut encore exprimer les différents flux (diffusifs et advectifs) apparaissant dans l'équation (5.41) en terme des valeurs des densités numériques au centre de gravité des cellules (i.e. aux noeuds de calcul) de façon à obtenir une équation ne faisant plus apparaître qu'une seule variable dépendante.

5.2.5 Terme 2 de l'équation (5.41)

Il s'agit ici de reconstruire le flux advectif dans la direction x . Représentons la situation schématiquement.

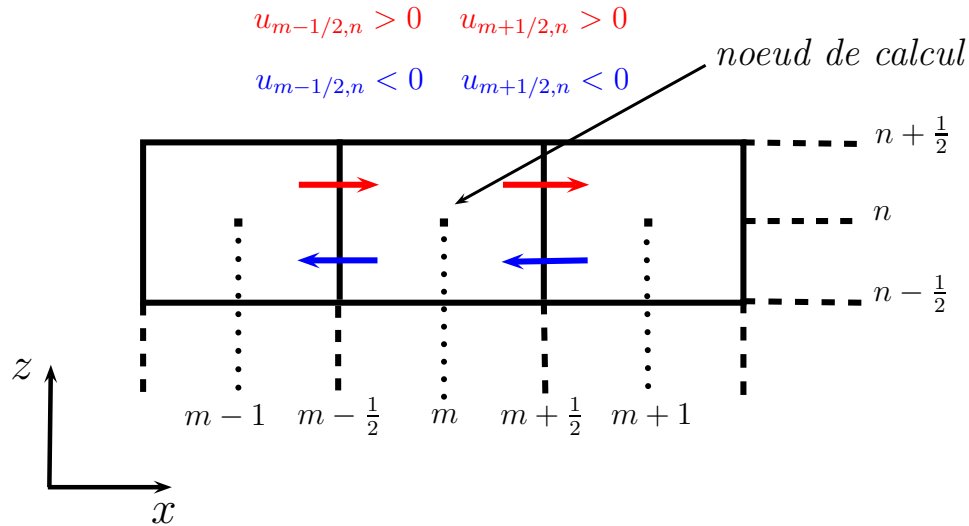


FIG. 5.3 – Sens du décentrement en fonction du signe de u .

Physiquement, il est important de noter que l'advection est un processus directionnel, au contraire de la diffusion. C'est-à-dire que l'advection transporte les propriétés physiques du

fluide dans le sens de l'écoulement uniquement. En outre, antérieurement dans ce travail, nous avons vu que le flux advectif selon x s'exprime simplement comme le produit de la densité numérique n_i et de la composante x de la vitesse, que l'on note u .

Par conséquent, il vient immédiatement :

$$[(\Phi_{i,adv})_x]_{m-1/2,n} = u_{m-1/2,n} (n_i)_{m-1/2,n}, \quad (5.42)$$

$$[(\Phi_{i,adv})_x]_{m+1/2,n} = u_{m+1/2,n} (n_i)_{m+1/2,n}, \quad (5.43)$$

et on a donc :

$$\text{terme 2} \equiv \frac{u_{m+1/2,n} (n_i)_{m+1/2,n} - u_{m-1/2,n} (n_i)_{m-1/2,n}}{\Delta x} \quad (5.44)$$

Cependant, nous n'avons pas accès à la valeur de la densité numérique sur les frontières gauche et droite de la cellule (m, n) (cellule centrale sur la figure (5.3)). Par conséquent, il faut que l'on reconstruise $(n_i)_{m-1/2,n}$ et $(n_i)_{m+1/2,n}$ à partir d'endroits où l'on a accès à la valeur de la densité numérique, c'est-à-dire aux noeuds de calcul. Pour cela, plusieurs méthodes existent.

Reconstruction constante

Cette méthode consiste à reconstruire la densité numérique sur les frontières gauche et droite de la cellule (m, n) , c'est-à-dire $(n_i)_{m-1/2,n}$ et $(n_i)_{m+1/2,n}$ dans le cas présent, simplement en les remplaçant par la valeur de la densité numérique au noeud de calcul directement adjacent à gauche ou à droite de la frontière considérée, en fonction du sens de l'écoulement du fluide au niveau de cette même frontière. Notons que dans la suite de nos propos, nous utiliserons le symbole tilde pour éviter de confondre les grandeurs exactes de celles discrétisées.

- Reconstruction de $(n_i)_{m-1/2,n}$. Deux cas doivent être envisagés :

1. si $u_{m-1/2,n} > 0$, alors : $(\tilde{n}_i)_{m-1/2,n} = (n_i)_{m-1,n}$
2. si $u_{m-1/2,n} < 0$, alors : $(\tilde{n}_i)_{m-1/2,n} = (n_i)_{m,n}$

- Reconstruction de $(n_i)_{m+1/2,n}$. Deux cas doivent être envisagés :

1. si $u_{m+1/2,n} > 0$, alors : $(\tilde{n}_i)_{m+1/2,n} = (n_i)_{m,n}$
2. si $u_{m+1/2,n} < 0$, alors : $(\tilde{n}_i)_{m+1/2,n} = (n_i)_{m+1,n}$

En utilisant une reconstruction de ce type, on crée une erreur d'ordre p . En effet :

$$\underbrace{\frac{u_{m+1/2,n} (\tilde{n}_i)_{m+1/2,n} - u_{m-1/2,n} (\tilde{n}_i)_{m-1/2,n}}{\Delta x}}_{\text{terme } (**)} = \frac{u_{m+1/2,n} (n_i)_{m+1/2,n} - u_{m-1/2,n} (n_i)_{m-1/2,n}}{\Delta x} + \mathcal{O}(\Delta x^p) \quad (5.45)$$

Nous allons à présent calculer l'ordre p de cette erreur. Pour simplifier nos propos, nous allons supposer que $u_{m+1/2,n} > 0$ et $u_{m-1/2,n} > 0$, c'est-à-dire que :

$$(\tilde{n}_i)_{m+1/2,n} = (n_i)_{m,n}, \quad (5.46)$$

$$(\tilde{n}_i)_{m-1/2,n} = (n_i)_{m-1,n} \quad (5.47)$$

Développons à présent en série de Taylor $(n_i)_{m,n}$ et $(n_i)_{m-1,n}$ respectivement autour de $(x_{m+1/2}, z_n)$ et $(x_{m-1/2}, z_n)$:

$$\begin{aligned} (\tilde{n}_i)_{m+1/2,n} = (n_i)_{m,n} &= (n_i)_{m+1/2,n} - \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right)_{m+1/2,n} \\ &\quad + \frac{\Delta x^2}{8} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m+1/2,n} + \mathcal{O}(\Delta x^3), \end{aligned} \quad (5.48)$$

$$\begin{aligned} (\tilde{n}_i)_{m-1/2,n} = (n_i)_{m-1,n} &= (n_i)_{m-1/2,n} - \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right)_{m-1/2,n} \\ &\quad + \frac{\Delta x^2}{8} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m-1/2,n} + \mathcal{O}(\Delta x^3) \end{aligned} \quad (5.49)$$

De plus, on peut écrire :

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right)_{m\pm 1/2,n} = \left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right)_{m,n} \pm \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta x^2), \quad (5.50)$$

$$\left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m\pm 1/2,n} = \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta x) \quad (5.51)$$

En insérant les expressions (5.50) et (5.51) dans les relations (5.48) et (5.49), il vient :

$$\begin{aligned} (\tilde{n}_i)_{m+1/2,n} = (n_i)_{m,n} &= (n_i)_{m+1/2,n} - \frac{\Delta x}{2} \left[\left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right)_{m,n} + \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m,n} \right] \\ &\quad + \frac{\Delta x^2}{8} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta x^3), \end{aligned} \quad (5.52)$$

$$\begin{aligned} (\tilde{n}_i)_{m-1/2,n} = (n_i)_{m-1,n} &= (n_i)_{m-1/2,n} - \frac{\Delta x}{2} \left[\left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right)_{m,n} - \frac{\Delta x}{2} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m,n} \right] \\ &\quad + \frac{\Delta x^2}{8} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta x^3) \end{aligned} \quad (5.53)$$

En injectant (5.52) et (5.53) dans le **terme** (★★), il vient :

$$\begin{aligned} \text{terme (★★)} &\equiv \frac{u_{m+1/2,n} (n_i)_{m+1/2,n} - u_{m-1/2,n} (n_i)_{m-1/2,n}}{\Delta x} \\ &\quad + \frac{u_{m+1/2,n} \left(-\frac{\Delta x}{2} \right) \left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right)_{m,n} - u_{m-1/2,n} \left(-\frac{\Delta x}{2} \right) \left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right)_{m,n}}{\Delta x} \\ &\quad + \frac{u_{m+1/2,n} \left(-\frac{\Delta x^2}{8} \right) \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m,n} - u_{m-1/2,n} \left(3\frac{\Delta x^2}{8} \right) \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial x^2} \right)_{m,n}}{\Delta x} \\ &\quad + \mathcal{O}(\Delta x^2) \end{aligned} \quad (5.54)$$

Par ailleurs, dans la situation qui nous occupe, u ne dépend pas de x , et donc $u_{m+1/2,n} = u_{m-1/2,n}$. De plus, si le maillage est régulier (selon x), c'est-à-dire si Δx est constant, le second

terme du membre de droite de la relation (5.54) s'annule. On peut alors écrire :

$$\begin{aligned} \text{terme } (\star\star) &\equiv \frac{u_{m+1/2,n}(n_i)_{m+1/2,n} - u_{m-1/2,n}(n_i)_{m-1/2,n}}{\Delta x} \\ &\quad + \mathcal{O}(\Delta x) \end{aligned} \quad (5.55)$$

En identifiant les expressions (5.45) et (5.55), on note que $p = 1$. Par conséquent, il vient :

$$\frac{u_{m+1/2,n}(\tilde{n}_i)_{m+1/2,n} - u_{m-1/2,n}(\tilde{n}_i)_{m-1/2,n}}{\Delta x} = \frac{[(\Phi_{adv,i})_x]_{m+1/2,n} - [(\Phi_{adv,i})_x]_{m-1/2,n}}{\Delta x} + \mathcal{O}(\Delta x) \quad (5.56)$$

Cette reconstruction est donc du premier ordre de précision spatiale (selon x).

5.2.6 Terme 3 de l'équation (5.41)

Les développements étant similaires à ceux effectués pour le **terme 2** de l'équation (5.41), nous n'allons pas les exposer. De plus, étant donné les hypothèses relatives à l'advection verticale que nous avons adoptées (voir sous-section 4.1.3), il est inutile de réaliser les développements pour ce terme. En effet, l'advection verticale est, rappelons-le, simulée par l'utilisation du coefficient de diffusion turbulente (en dépit de toute signification physique). Par conséquent, ce **terme 3** n'intervient pas dans l'implémentation et ne génère donc pas d'erreur de discrétisation.

5.2.7 Terme 4 de l'équation (5.41)

Dans le contexte qui nous occupe, l'expression du flux diffusif $(\Phi_{diff,i})_z$ fait apparaître un terme incluant une dérivée première de la densité numérique et un second terme incluant la densité numérique. De manière schématique, on peut donc récrire le flux diffusif tel que :

$$(\Phi_{diff,i})_z = \underbrace{-\alpha \frac{\partial n_i}{\partial z}}_a \underbrace{-\beta n_i}_b = (\Phi_{diff,i})_z^a + (\Phi_{diff,i})_z^b \quad (5.57)$$

où α et β sont des fonctions de z connues puisqu'elles ne dépendent que de données du problème (température, coefficients de diffusion moléculaire et turbulente, hauteur d'échelle). On peut donc récrire le terme 4 de l'équation (5.41) tel que :

$$\begin{aligned} \text{terme 4} &\equiv \frac{[(\Phi_{diff,i})_z^a]_{m,n+1/2} - [(\Phi_{diff,i})_z^a]_{m,n-1/2}}{\Delta z} \\ &\quad + \frac{[(\Phi_{diff,i})_z^b]_{m,n+1/2} - [(\Phi_{diff,i})_z^b]_{m,n-1/2}}{\Delta z} \end{aligned} \quad (5.58)$$

Considérons tout d'abord le premier terme du membre de droite de (5.58). Discretisons-le tel que l'on crée une erreur d'ordre p :

$$\underbrace{\frac{[(\tilde{\Phi}_{diff,i})_z^a]_{m,n+1/2} - [(\tilde{\Phi}_{diff,i})_z^a]_{m,n-1/2}}{\Delta z}}_{\text{terme } (\bullet\bullet)} = \frac{[(\Phi_{diff,i})_z^a]_{m,n+1/2} - [(\Phi_{diff,i})_z^a]_{m,n-1/2}}{\Delta z} + \mathcal{O}(\Delta z^p) \quad (5.59)$$

avec :

$$\left[\left(\widetilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^a \right]_{m,n\pm 1/2} = -\alpha_{m,n\pm 1/2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n\pm 1/2} \quad (5.60)$$

Classiquement, les dérivées apparaissant dans les flux diffusifs sont discrétisées de manière centrée, il vient donc :

$$\left[\left(\widetilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^a \right]_{m,n+1/2} = -\alpha_{m,n+1/2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n+1/2} = -\alpha_{m,n+1/2} \frac{(n_i)_{m,n+1} - (n_i)_{m,n}}{\Delta z}, \quad (5.61)$$

$$\left[\left(\widetilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^a \right]_{m,n-1/2} = -\alpha_{m,n-1/2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n-1/2} = -\alpha_{m,n-1/2} \frac{(n_i)_{m,n} - (n_i)_{m,n-1}}{\Delta z} \quad (5.62)$$

Calculons l'ordre de l'erreur p engendrée par cette discrétisation. Dans cette optique, développons tout d'abord en série de Taylor $(n_i)_{m,n}$ et $(n_i)_{m,n+1}$ autour de $(x_m, z_{n+1/2})$:

$$\begin{aligned} (n_i)_{m,n} &= (n_i)_{m,n+1/2} - \frac{\Delta z}{2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n+1/2} + \frac{\Delta z^2}{8} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} \right)_{m,n+1/2} \\ &\quad - \frac{\Delta z^3}{48} \left(\frac{\partial^3 n_i}{\partial z^3} \right)_{m,n+1/2} + \mathcal{O}(\Delta z^4), \end{aligned} \quad (5.63)$$

$$\begin{aligned} (n_i)_{m,n+1} &= (n_i)_{m,n+1/2} + \frac{\Delta z}{2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n+1/2} + \frac{\Delta z^2}{8} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} \right)_{m,n+1/2} \\ &\quad + \frac{\Delta z^3}{48} \left(\frac{\partial^3 n_i}{\partial z^3} \right)_{m,n+1/2} + \mathcal{O}(\Delta z^4) \end{aligned} \quad (5.64)$$

Il nous faut également développer en série de Taylor $(n_i)_{m,n}$ et $(n_i)_{m,n-1}$ autour de $(x_m, z_{n-1/2})$:

$$\begin{aligned} (n_i)_{m,n} &= (n_i)_{m,n-1/2} + \frac{\Delta z}{2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n-1/2} + \frac{\Delta z^2}{8} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} \right)_{m,n-1/2} \\ &\quad + \frac{\Delta z^3}{48} \left(\frac{\partial^3 n_i}{\partial z^3} \right)_{m,n-1/2} + \mathcal{O}(\Delta z^4), \end{aligned} \quad (5.65)$$

$$\begin{aligned} (n_i)_{m,n-1} &= (n_i)_{m,n-1/2} - \frac{\Delta z}{2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n-1/2} + \frac{\Delta z^2}{8} \left(\frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} \right)_{m,n-1/2} \\ &\quad - \frac{\Delta z^3}{48} \left(\frac{\partial^3 n_i}{\partial z^3} \right)_{m,n-1/2} + \mathcal{O}(\Delta z^4) \end{aligned} \quad (5.66)$$

De plus, on peut encore écrire :

$$\left(\frac{\partial^3 n_i}{\partial z^3} \right)_{m,n\pm 1/2} = \left(\frac{\partial^3 n_i}{\partial z^3} \right)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta z) \quad (5.67)$$

A présent, si l'on insère (5.63) et (5.64) dans la relation (5.61) en tenant compte de (5.67), il vient alors :

$$\left[\left(\widetilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^a \right]_{m,n+1/2} = -\alpha_{m,n+1/2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n+1/2} - \alpha_{m,n+1/2} \frac{\Delta z^2}{24} \left(\frac{\partial^3 n_i}{\partial z^3} \right)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta z^3) \quad (5.68)$$

De manière similaire, si l'on injecte (5.65) et (5.66) dans la relation (5.62) en tenant compte de (5.67), on peut écrire :

$$\left[\left(\tilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^a \right]_{m,n-1/2} = -\alpha_{m,n-1/2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n-1/2} - \alpha_{m,n-1/2} \frac{\Delta z^2}{24} \left(\frac{\partial^3 n_i}{\partial z^3} \right)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta z^3) \quad (5.69)$$

Finalement, en injectant (5.68) et (5.69) dans le **terme (••)**, on trouve :

$$\begin{aligned} \frac{\left[\left(\tilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^a \right]_{m,n+1/2} - \left[\left(\tilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^a \right]_{m,n-1/2}}{\Delta z} &= \frac{-\alpha_{m,n+1/2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n+1/2} - (-\alpha_{m,n-1/2}) \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n-1/2}}{\Delta z} \\ &\quad - \frac{\Delta z}{24} \left(\frac{\partial^3 n_i}{\partial z^3} \right)_{m,n} (\alpha_{m,n+1/2} - \alpha_{m,n-1/2}) \\ &\quad + \mathcal{O}(\Delta z^2) \end{aligned} \quad (5.70)$$

D'autre part, la fonction $\alpha(z)$ étant continue, on peut écrire :

$$\alpha_{m,n\pm 1/2} = \alpha_{m,n} \pm \frac{\Delta z}{2} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial z} \right)_{m,n} + \frac{\Delta z^2}{8} \left(\frac{\partial^2 \alpha}{\partial z^2} \right)_{m,n} + \mathcal{O}(\Delta z^3) \quad (5.71)$$

De plus, si le maillage est régulier (selon z), c'est-à-dire si Δz est constant, alors il vient :

$$(\alpha_{m,n+1/2} - \alpha_{m,n-1/2}) = 0 + \mathcal{O}(\Delta z) \quad (5.72)$$

A présent, en insérant (5.72) dans (5.70), on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\left[\left(\tilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^a \right]_{m,n+1/2} - \left[\left(\tilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^a \right]_{m,n-1/2}}{\Delta z} &= \frac{-\alpha_{m,n+1/2} \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n+1/2} - (-\alpha_{m,n-1/2}) \left(\frac{\partial n_i}{\partial z} \right)_{m,n-1/2}}{\Delta z} \\ &\quad + \mathcal{O}(\Delta z^2) \\ &= \frac{\left[\left(\Phi_{diff,i} \right)_z^a \right]_{m,n+1/2} - \left[\left(\Phi_{diff,i} \right)_z^a \right]_{m,n-1/2}}{\Delta z} \\ &\quad + \mathcal{O}(\Delta z^2) \end{aligned} \quad (5.73)$$

En identifiant les expressions (5.59) et (5.73), on note que $p = 2$. Par conséquent, cette discrétisation spatiale est du second ordre de précision.

Considérons maintenant le second terme du membre de droite de (5.58). Discretisons-le de sorte que l'on crée une erreur d'ordre p :

$$\frac{\left[\left(\tilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^b \right]_{m,n+1/2} - \left[\left(\tilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^b \right]_{m,n-1/2}}{\Delta z} = \frac{\left[\left(\Phi_{diff,i} \right)_z^b \right]_{m,n+1/2} - \left[\left(\Phi_{diff,i} \right)_z^b \right]_{m,n-1/2}}{\Delta z} + \mathcal{O}(\Delta z^p) \quad (5.74)$$

avec :

$$\left[\left(\tilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^b \right]_{m,n\pm 1/2} = -\beta_{m,n\pm 1/2} (\tilde{n}_i)_{m,n\pm 1/2} \quad (5.75)$$

Nous allons discrétiser ces flux diffusifs de manière centrée tels que :

$$\left[\left(\tilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^b \right]_{m,n+1/2} = -\beta_{m,n+1/2} (\tilde{n}_i)_{m,n+1/2} = -\beta_{m,n+1/2} \frac{(n_i)_{m,n} + (n_i)_{m,n+1}}{2}, \quad (5.76)$$

$$\left[\left(\tilde{\Phi}_{diff,i} \right)_z^b \right]_{m,n-1/2} = -\beta_{m,n-1/2} (\tilde{n}_i)_{m,n-1/2} = -\beta_{m,n-1/2} \frac{(n_i)_{m,n} + (n_i)_{m,n-1}}{2} \quad (5.77)$$

En effectuant un raisonnement analogue à celui mené précédemment, on peut montrer que $p = 2$ en utilisant cette discrétisation si la fonction $\beta(z)$ est continue et si le maillage selon z est régulier (Δz est constant). Dans ce cas, on obtient alors une discrétisation du second ordre de précision spatiale (selon z).

Récapitulons les résultats :

- la discrétisation du **terme 2** de l'équation (5.41) est du premier ordre de précision spatiale, i.e. l'erreur engendrée par la discrétisation utilisée pour ce terme est de l'ordre de Δx ;
- le **terme 3** de l'équation (5.41) n'engendre pas d'erreur de discrétisation puisqu'il n'est pas implémenté, pour la raison dont nous avons discuté précédemment (flux advectif dans la direction verticale simulé par l'utilisation du coefficient de diffusion turbulente) ;
- la discrétisation du **terme 4** de l'équation (5.41) est du second ordre de précision spatiale, i.e. l'erreur engendrée par la discrétisation utilisée pour ce terme est de l'ordre de Δz^2 .

Par conséquent, notre schéma numérique sera du premier ordre de précision spatiale selon x et du second ordre de précision spatiale selon z . Il sera donc globalement du premier ordre de précision sur l'espace (bidimensionnel).

5.3 Discrétisation temporelle

A présent, introduisons la discrétisation temporelle. Si l'on désigne par Δt le pas de temps, la variable (indépendante) temporelle t est alors discrétisée comme suit :

$$t^l = l\Delta t \quad \forall l \in [0, 1, 2, \dots, L-3, L-2, L-1],$$

on discrétise donc le temps au moyen de L noeuds. Notons bien que dans le cas qui nous occupe, le pas de temps est fixe au cours des itérations temporelles.

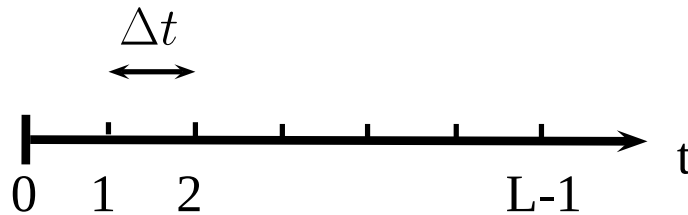


FIG. 5.4 – Discrétisation temporelle au moyen de $(L - 1)$ pas de temps.

En outre, dans la section 4.3, on a défini le vecteur $\vec{n}$ tel que :

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix}, \quad (5.78)$$

On peut donc récrire l'équation (5.1) sous forme matricielle telle que :

$$\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} = \mathbf{L} [\vec{n}] \quad (5.79)$$

où $\mathbf{L} []$ est l'opérateur spatial supposé non discrétisé (pas d'erreur) correspondant à la partie spatiale de l'équation (5.1) écrite sous forme matricielle.

5.3.1 Schéma semi-implicite

Le schéma semi-implicite répartit la partie spatiale sur les deux pas temporels tel que l'équation (5.79) est discrétisée sous la forme :

$$\frac{\vec{n}^{l+1} - \vec{n}^l}{\Delta t} = \theta \mathbf{L} [\vec{n}^{l+1}] + (1 - \theta) \mathbf{L} [\vec{n}^l] \quad (5.80)$$

En général, 3 valeurs de θ sont couramment employées :

- $\theta = 0$, le schéma est totalement explicite, et d'ordre Δt ;
- $\theta = 1$, le schéma est totalement implicite, et d'ordre Δt ;
- $\theta = 0.5$, il s'agit du schéma de Crank-Nicholson qui est d'ordre Δt^2 .

Dans le cas qui nous occupe, nous allons utiliser un schéma purement explicite, c'est-à-dire que $\theta = 0$. Par conséquent, la forme (5.80) devient alors :

$$\frac{\vec{n}^{l+1} - \vec{n}^l}{\Delta t} = \mathbf{L} [\vec{n}^l] \quad (5.81)$$

Montrons que cette discrétisation est effectivement du premier ordre de précision sur le temps. Pour cela, développons en série de Taylor $\vec{n}^{l+1}$ autour du "point temporel" l :

$$\vec{n}^{l+1} = \vec{n}^l + \Delta t \left(\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} \right)^l + \mathcal{O}(\Delta t^2) \quad (5.82)$$

En insérant l'expression (5.82) dans la relation (5.81), il vient :

$$\left(\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} \right)^l + \mathcal{O}(\Delta t) = \mathbf{L} [\vec{n}^l] \quad (5.83)$$

On voit donc que l'erreur engendrée par cette discrétisation temporelle est d'ordre Δt . Par conséquent, ce schéma numérique est du premier ordre de précision (temporelle).

Par ailleurs, le fait de choisir un schéma totalement explicite va nous contraindre à utiliser des pas de temps qui respectent la condition de stabilité de ce schéma numérique. D'autre part, lorsqu'on s'intéresse exclusivement à la solution stationnaire d'un problème, on désire un schéma qui converge rapidement et peu importe la précision temporelle de ce dernier. On a donc tout intérêt dans ce cas à utiliser des pas de temps très grands. Pour cela, il est indispensable d'utiliser des discrétisations temporelles semi-implicites avec la possibilité d'obtenir un schéma numérique inconditionnellement stable. Néanmoins, les schémas semi-implicites sont plus coûteux en temps de calcul par itération que les schémas explicites.

En revanche, lorsqu'on souhaite étudier l'évolution au cours du temps d'un problème donné, on utilise généralement un pas de temps relativement petit afin de capturer au mieux les variations temporelles du système étudié. Dans la situation qui nous occupe, c'est bien ce type d'étude que l'on souhaite réaliser. Par conséquent, nous devrons utiliser des pas de temps relativement petits et donc il n'est pas a priori indispensable d'utiliser un schéma semi-implicite dans le cas présent.

Simulations numériques et discussion des résultats

L'ensemble des simulations présentées dans ce chapitre ont été réalisées avec les pas spatiaux suivants :

- $\Delta z = 1 \text{ km}$;
- $\Delta x = 100 \text{ km}$.

Ces valeurs ont été suggérées par le LPAP (Laboratoire de Physique Atmosphérique et Planétaire de l'Université de Liège). Bien entendu, il est possible de les modifier dans le modèle. Cependant, il faudra être vigilant afin de satisfaire la condition de stabilité du schéma.

6.1 Solution stationnaire unidimensionnelle

Afin de nous assurer du bon fonctionnement de notre modèle, nous allons débiter par une série de simulations très simples. Le premier test que nous allons effectuer consiste à prendre en considération le processus de transport selon la direction verticale z uniquement (diffusion + advection) et l'ensemble des réactions chimiques qui régissent le comportement des constituants minoritaires que l'on étudie. On néglige donc, pour cette première simulation, le phénomène advectif selon la direction horizontale x . Cela revient en fait à condamner la dimension horizontale de notre modèle bidimensionnel ; on obtient donc un modèle unidimensionnel semblable à celui élaboré par *Gérard et al.* [2008]. Par conséquent, si notre modèle fonctionne correctement (en tout cas selon la direction verticale), on doit obtenir des résultats similaires à ceux obtenus via le modèle unidimensionnel de *Gérard et al.* [2008]. Comme nous disposons de ce dernier, nous pourrions confronter nos résultats aux siens.

Par ailleurs, pour que cette confrontation ait un sens, il est impératif d'utiliser dans les deux modèles, les mêmes conditions limites aux frontières (inférieure et supérieure) du domaine de résolution unidimensionnel (qui s'étend rappelons-le de 80 à 130 km d'altitude), ainsi que les mêmes paramètres d'entrée. En outre, comme on s'intéresse à la solution stationnaire pour cette première simulation, les conditions initiales utilisées dans les deux modèles n'influenceront pas les résultats.

6.1.1 Conditions aux limites

Conditions limites à la frontière supérieure

A la frontière supérieure du domaine de résolution, c'est-à-dire à une altitude de 130 km, nous allons imposer une condition limite sur le flux total de chaque constituant minoritaire calculé. En outre, les valeurs que l'on adoptera pour ces flux sont celles déjà utilisées par *Stewart et al.*, 1980 ; *Gérard et al.*, 1981. Notons que le but ici étant de confronter les résultats fournis par les deux modèles, les conditions limites ne doivent pas forcément être représentatives de la réalité, l'important est d'utiliser les mêmes valeurs dans les deux modèles. Voici celles que

nous adoptons (dans les deux modèles) pour cette première simulation :

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \\ \Phi_4 \end{pmatrix}_{z=130\text{km}} = \begin{pmatrix} 10^{10} \\ 10^{12} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (6.1)$$

où les indices 1, 2, 3, et 4 font référence respectivement à N, O, NO, et $\text{O}_2(^1\Delta_g)$. Par ailleurs, notons que ces flux s'expriment en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Conditions limites à la frontière inférieure

La frontière inférieure est située à 80 km d'altitude, ce qui est fortement en-dessous de la région que l'on souhaite étudier (i.e. la région où se produisent les nightglows). Il en est ainsi afin que la frontière inférieure n'influence pas de manière significative les résultats de la région d'intérêt (qui commence aux alentours de 95 km d'altitude). Par ailleurs, les conditions limites que l'on va imposer sur cette frontière seront des conditions sur les densités numériques, et non plus sur les flux totaux (comme c'était le cas à la frontière supérieure). Nous procédons de la sorte, car il s'est avéré au cours de la construction du modèle réalisé par *Gérard et al.* [2008], qu'en pratique, l'imposition d'une condition sur les flux à la frontière inférieure ne fonctionnait pas de manière satisfaisante. En outre, la valeur imposée sur chaque densité numérique en cette frontière inférieure, est relativement arbitraire étant donné la distance séparant la région d'intérêt de cette dernière. Nous avons choisi d'imposer les valeurs suivantes :

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix}_{z=80\text{km}} = \begin{pmatrix} 100 \\ 100 \\ 100 \\ 100 \end{pmatrix}, \quad (6.2)$$

où les indices 1, 2, 3 et 4 sont définis comme précédemment. Notons que ces densités numériques s'expriment en cm^{-3} . En outre, on peut représenter la situation schématiquement comme ceci :

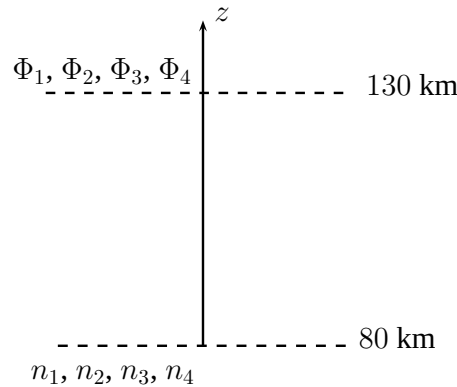


FIG. 6.1 – Conditions limites sur les frontières supérieure et inférieure du modèle unidimensionnel.

6.1.2 Paramètres du modèle

Bien évidemment, il existe en réalité un grand nombre de paramètres dans ce modèle. Cependant, une grande partie d'entre eux seront considérés comme fixes et seront introduits

dans le modèle comme étant des données et non plus comme des paramètres pouvant prendre différentes valeurs. Nous pensons notamment :

1. au profil de température que l'on prend tel quel à partir du modèle empirique VTS3N ;
2. aux différentes constantes de vitesse des réactions chimiques suggérées dans la littérature ;
3. aux profils verticaux de la densité numérique de CO_2 et de la densité numérique totale, également tirés du modèle empirique VTS3N.

En toute généralité, il est possible que certaines de ces données ne soient pas rigoureusement exactes, mais nous les supposons telles. Les “vrais” paramètres de notre modèle unidimensionnel (sur lesquels nous allons pouvoir jouer) sont :

1. les flux des densités numériques de O et de N à la frontière supérieure ;
2. la valeur du paramètre A intervenant dans l'expression du coefficient de diffusion turbulente K dont l'expression est donnée par (4.11) ;
3. l'advection verticale, c'est-à-dire la composante verticale de la vitesse w . Cependant, ainsi que nous l'avons déjà signalé précédemment, cette advection verticale sera simulée au travers du coefficient de diffusion turbulente pour les raisons détaillées dans la sous-section 4.1.3.

6.1.3 Critère d'arrêt

Il nous faut également fixer un critère d'arrêt plus ou moins restrictif en fonction de la précision que l'on souhaite obtenir sur la solution stationnaire. Le critère que nous avons choisi d'adopter est le même que celui utilisé dans le modèle de *Gérard et al.* [2008]. Par ailleurs, notons que nous allons généraliser ce critère au cas bidimensionnel, car nous en aurons également besoin lorsque nous examinerons la solution stationnaire à deux dimensions spatiales. Voici la manière dont nous procédons.

1. A la fin de chaque itération temporelle, on évalue en chaque noeud de calcul (m, n) du domaine de résolution, l'erreur relative de la densité numérique de chaque constituant minoritaire n_i , à savoir :

$$\frac{|(n_i)_{m,n}^l - (n_i)_{m,n}^{l-1}|}{(n_i)_{m,n}^{l-1}} \quad \forall i = 1, 2, 3, 4. \quad (6.3)$$

Comme on a M noeuds de calcul selon la direction horizontale et N noeuds de calcul selon la direction verticale, $m \in [1, 2, \dots, M-1, M]$ et $n \in [1, 2, \dots, N-1, N]$. En outre, l'indice l apparaissant dans l'expression (6.3) désigne le numéro de l'itération temporelle ; l est l'itération qui vient d'être réalisée et $l-1$ est l'itération juste avant.

2. Parmi les $(M \times N)$ erreurs relatives calculées à l'itération l pour chaque constituant minoritaire i , nous prenons la plus grande d'entre elles et nous la comparons à la tolérance (c'est-à-dire la valeur de l'erreur relative maximale à partir de laquelle nous considérons que nous avons atteint la solution stationnaire) que nous avons fixée.
3. Tant qu'il reste une erreur relative supérieure à la tolérance fixée, on continue à itérer.

6.1.4 Comparaison des résultats

Les résultats présentés dans cette sous-section ont été obtenus en fixant la tolérance sur l'erreur relative maximale à 10^{-5} dans les deux modèles. Quant à la valeur du coefficient¹ A , elle a été fixée à 2×10^{13} [von Zahn et al., 1979] pour cette première simulation. Par ailleurs, notons qu'afin de distinguer les profils verticaux obtenus par l'intermédiaire de notre modèle et du modèle élaboré par Gérard et al., nous les avons baptisés respectivement “*modèle 2D*” (bien qu'ici on n'utilise qu'une seule dimension) et “*modèle 1D*”. Exposons à présent les résultats.

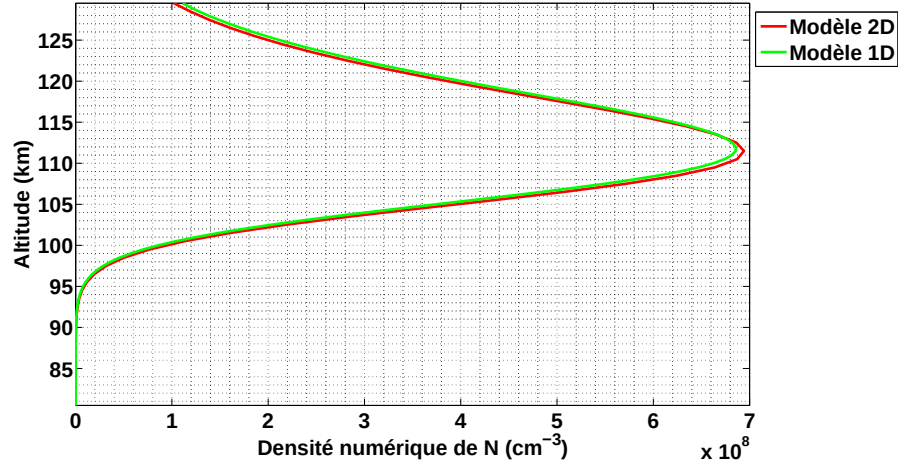


FIG. 6.2 – Solution stationnaire de la densité numérique de N, obtenue par les modèles 2D et 1D.

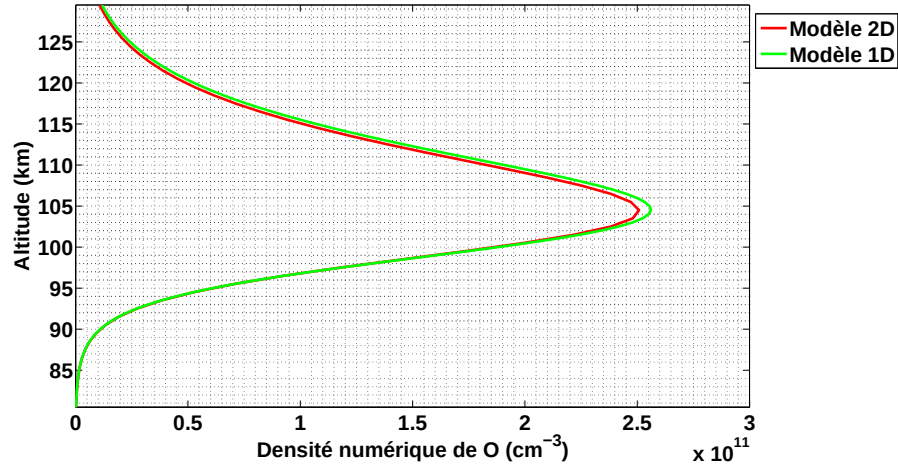


FIG. 6.3 – Solution stationnaire de la densité numérique de O, obtenue par les modèles 2D et 1D.

¹Il faut être conscient que c'est justement cette valeur qui va permettre en partie d'ajuster le modèle avec les observations.

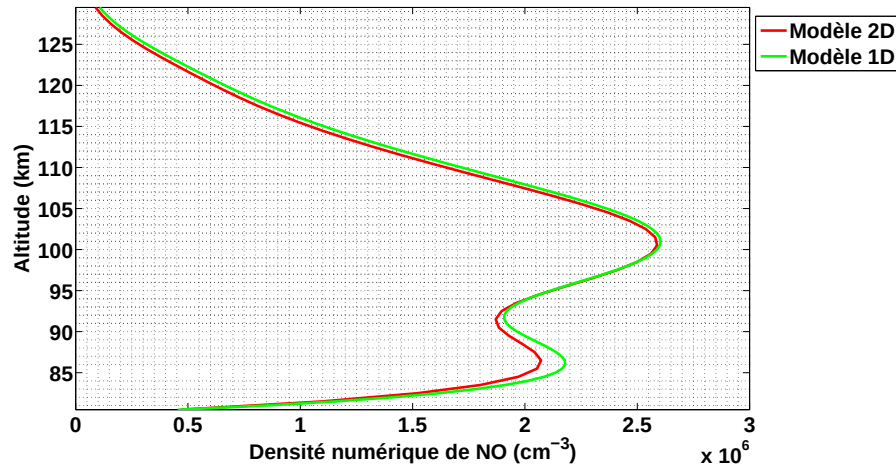


FIG. 6.4 – Solution stationnaire de la densité numérique de NO, obtenue par les modèles 2D et 1D.

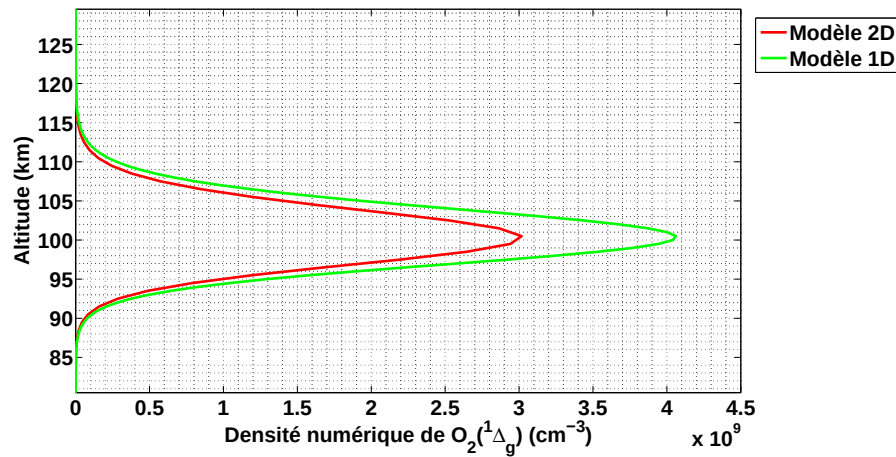


FIG. 6.5 – Solution stationnaire de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$, obtenue par les modèles 2D et 1D.

Comme on peut l'observer sur les quatre figures exposées ci-avant, les solutions stationnaires obtenues à l'aide de notre “*modèle 2D*” sont forts similaires à celles obtenues avec le “*modèle 1D*” existant, excepté pour la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$ exposée sur la figure 6.5. L'explication de cette différence est immédiate. Si l'on examine cette figure 6.5, on constate que l'altitude du pic de la densité numérique est la même, c'est la valeur de ce dernier qui diffère. Cela est dû au fait que le facteur d'efficacité quantique ε utilisé dans les deux modèles n'est pas identique. En effet, dans le “*modèle 1D*”, il est pris égal à l'unité, tandis que dans notre “*modèle 2D*”, il est fixé à 0.75 (i.e. c'est cette dernière valeur qui semble être adoptée actuellement dans les dernières publications traitant du nightglow infrarouge de $O_2(^1\Delta_g)$). On peut d'ailleurs s'en convaincre en examinant le rapport des densités numériques aux pics.

Pour le “*modèle 2D*”, la valeur de la densité numérique au pic est environ égale à $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Quant au “*modèle 1D*”, elle est égale à $4 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Si l’on effectue le rapport des facteurs d’efficacité quantique :

$$\frac{(\varepsilon)_{1D}}{(\varepsilon)_{2D}} \approx \frac{1}{0.75} = 1.25, \quad (6.4)$$

et si l’on effectue le rapport des valeurs des densités numériques aux pics :

$$\frac{\left(n_{\text{O}_2(^1\Delta_g)}\right)_{pic,1D}}{\left(n_{\text{O}_2(^1\Delta_g)}\right)_{pic,2D}} \approx \frac{4 \times 10^9}{3 \times 10^9} = 1.25 \quad (6.5)$$

On voit donc que tout autre paramètre étant fixé, la valeur de la densité numérique de $n_{\text{O}_2(^1\Delta_g)}$ du pic augmente linéairement (ou presque) avec le facteur d’efficacité quantique ε , ainsi que l’on peut s’y attendre.

En ce qui concerne les profils verticaux des autres densités numériques, ils sont très similaires pour les deux modèles (comme nous l’avons déjà mentionné antérieurement). Cependant, on peut tout de même noter de très légères différences entre les résultats fournis par le “*modèle 2D*” et le “*modèle 1D*”. Celles-ci peuvent apparaître pour plusieurs raisons, dont notamment la manière dont on réalise la discrétisation du domaine de résolution (position des noeuds de calcul), la finesse de la discrétisation peut également être différente d’un modèle à l’autre (c’est-à-dire la taille des pas spatiaux), ou encore la façon d’implémenter le modèle. Cependant, on constate que globalement, les profils verticaux obtenus à l’état stationnaire avec ces deux modèles sont vraiment très proches les uns des autres, tant au niveau de l’altitude de leur pic qu’au niveau de leur valeur. On peut donc être confiant quant au bon fonctionnement (selon z) de notre “*modèle 2D*” sans transport horizontal.

6.1.5 Convergence vers la solution stationnaire

Par ailleurs, comme nous l’avons mentionné précédemment, la tolérance sur l’erreur relative maximale que nous avons adoptée pour cette première simulation est de 10^{-5} . Il nous semble intéressant de visualiser la manière dont décroît cette erreur relative maximale pour chacune des densités numériques que l’on calcule, en fonction du nombre d’itérations. En outre, nous avons utilisé plusieurs pas de temps Δt afin d’illustrer la plus ou moins grande rapidité à laquelle on converge vers la solution stationnaire (selon notre critère, la solution est stationnaire si toutes les erreurs relatives sont inférieures ou égales à 10^{-5}). Notons également que l’on utilisera une échelle logarithmique afin d’avoir une meilleure visibilité de l’évolution de l’erreur relative maximale au cours des itérations temporelles.

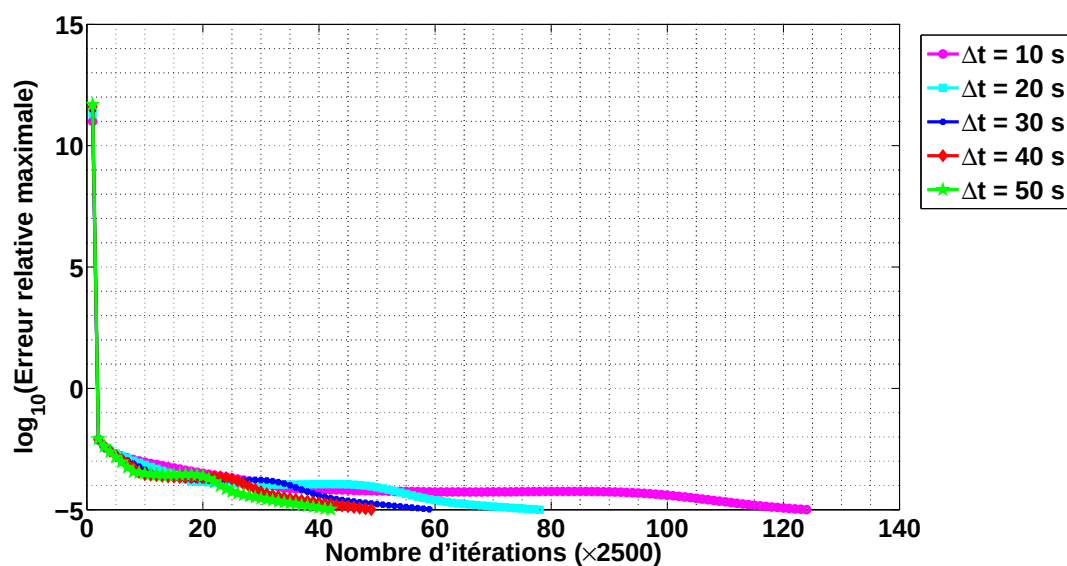


FIG. 6.6 – Evolution de l'erreur relative maximale de la densité numérique de N en fonction du nombre d'itérations.

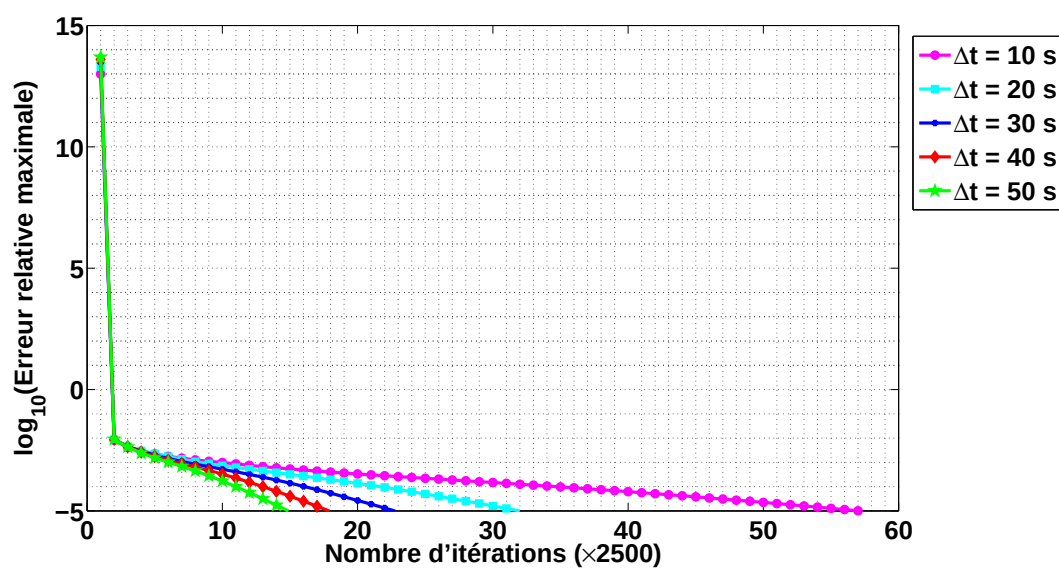


FIG. 6.7 – Evolution de l'erreur relative maximale de la densité numérique de O en fonction du nombre d'itérations.

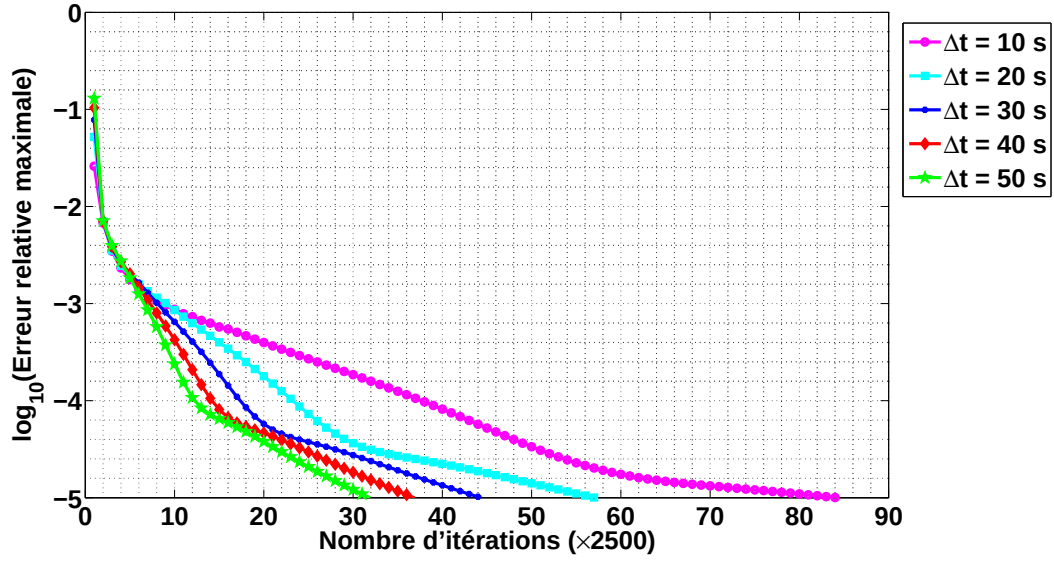


FIG. 6.8 – Evolution de l'erreur relative maximale de la densité numérique de NO en fonction du nombre d'itérations.

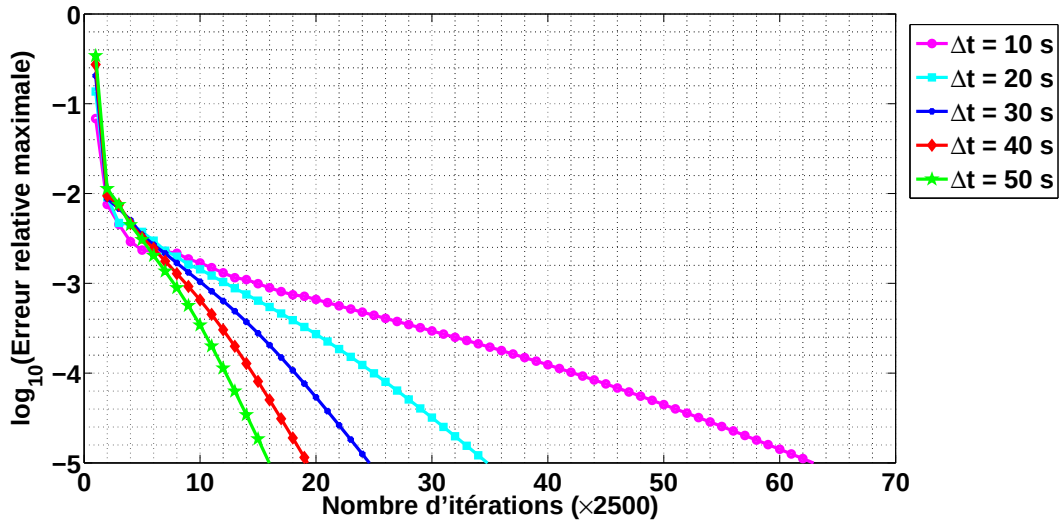


FIG. 6.9 – Evolution de l'erreur relative maximale de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$ en fonction du nombre d'itérations.

Ces différentes figures illustrent bien la convergence de notre modèle. En outre, on observe logiquement que plus le pas de temps Δt utilisé est grand, plus vite on converge vers la solution stationnaire.

6.2 Etude de sensibilité du modèle

Dans cette section, nous allons examiner comment réagit notre modèle lorsqu'on fait varier les différents paramètres qu'il contient (le paramètre A intervenant dans l'expression du coefficient de diffusion turbulente K , les flux d'oxygène atomique et d'azote atomique imposés à la frontière supérieure du domaine). En outre, dans un premier temps, nous allons modifier la valeur d'un seul paramètre en fixant tous les autres, dans le but d'isoler l'effet de ce dernier sur le modèle.

6.2.1 Influence du paramètre A

Bien évidemment, la valeur du paramètre A va traduire l'importance plus ou moins grande de la diffusion turbulente. Il va donc nous permettre de simuler le transport vertical en augmentant sa valeur de manière plus ou moins importante (voir sous-section 4.1.3).

Par ailleurs, nous allons tout d'abord examiner l'influence de ce paramètre A sur le profil vertical des densités numériques de N, O, NO, et $O_2(^1\Delta_g)$. Ensuite, nous observerons son effet sur les taux d'émission volumique de NO^* et $O_2(^1\Delta_g)$. Nous allons partir de la valeur déduite par *von Zhan et al.* [1979], c'est-à-dire $A = 2 \times 10^{13}$, et nous la diviserons par 2, 5, et 10, puis nous la multiplierons par 2, 5 et 10.

Influence du paramètre A sur la distribution verticale des densités numériques

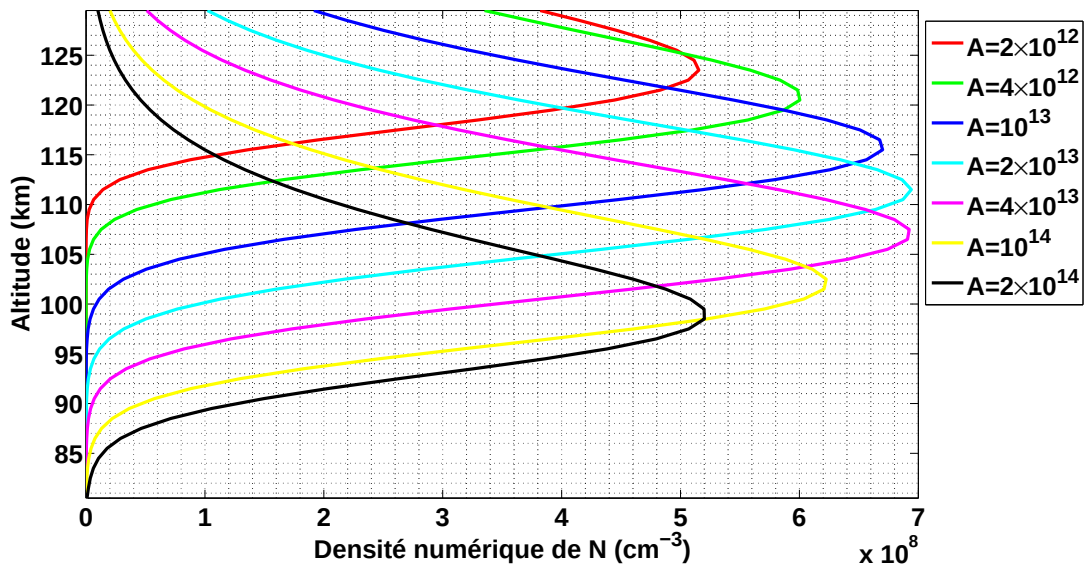


FIG. 6.10 – Influence du paramètre A sur la distribution verticale de la densité numérique de N.

On voit très clairement sur la figure 6.10 que l'altitude du pic de la densité numérique de N varie de manière considérable lorsqu'on modifie la valeur de A . On observe que la tendance générale est une diminution de l'altitude du pic quand on augmente la valeur de A , ce qui est logique étant donné qu'en procédant de la sorte, on augmente le transport vertical

vers le bas. En outre, on constate également que le fait de changer la valeur de A , affecte la valeur de la densité numérique au pic. De plus, on peut remarquer que l'augmentation ou la diminution de A (par rapport à la valeur prise initialement $A = 2 \times 10^{13}$) provoque un effet similaire en terme de la valeur de la densité numérique au pic, i.e. elle décroît dans les deux cas.

A présent, examinons ce qu'il en est pour l'oxygène atomique. On constate à nouveau, au travers de la figure 6.11, la diminution de l'altitude du pic de la densité numérique de O lorsqu'on augmente la valeur de A . Néanmoins, il est intéressant d'observer que cette diminution est moins marquée que dans le cas de l'azote atomique, pour une même augmentation de A . En effet, lorsque $A = 2 \times 10^{13}$, les pics de N et de O sont respectivement situés à 111.5 km et 104.5 km d'altitude, alors que si l'on double la valeur de A , on constate que les pics de N et de O se trouvent respectivement aux altitudes de 107.5 km et de 102.5 km. Par conséquent, le pic de N a chuté de 4 km, tandis que celui de O n'a baissé que de 2 km. Ceci nous permet donc d'observer que l'altitude du pic de N est plus affectée que celle de O par une variation du paramètre A (et donc du coefficient de diffusion turbulente K). En outre, on peut aussi remarquer que plus la valeur de A adoptée est petite, plus la valeur de la densité numérique de O au pic est grande, ce qui n'était pas le cas pour l'azote atomique. En effet, on avait observé pour ce dernier une diminution de la densité numérique au pic lorsqu'on diminue ou augmente la valeur de A par rapport à la valeur choisie initialement ($A = 2 \times 10^{13}$).

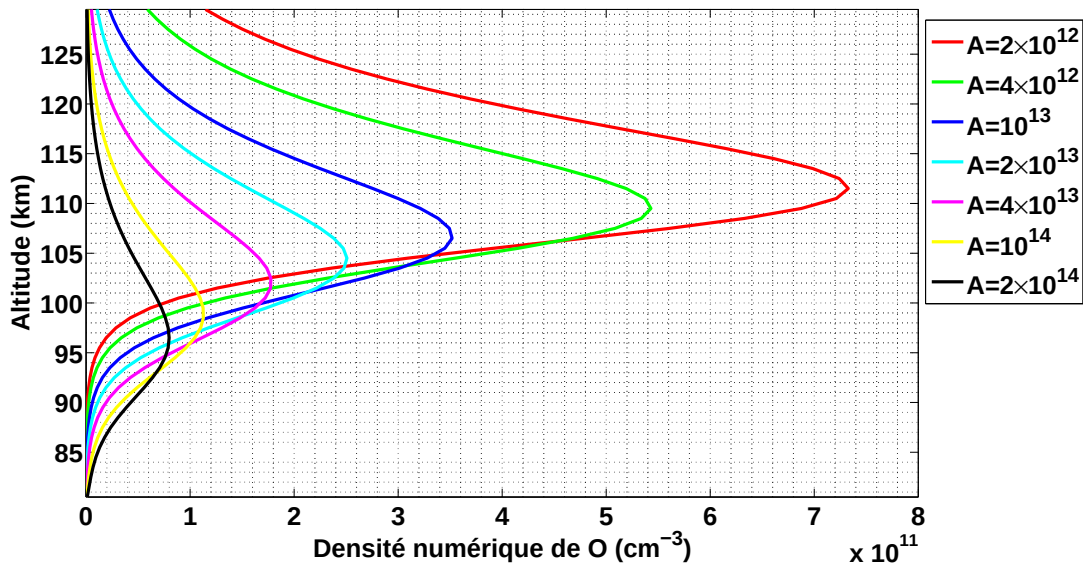


FIG. 6.11 – Influence du paramètre A sur la distribution verticale de la densité numérique de O.

Par souci d'être complet, nous présentons également les différents profils verticaux de la densité numérique de NO lorsqu'on modifie la valeur de A . Cependant, ce constituant NO n'intervient pas dans le calcul des taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ et NO^* , et par ailleurs, il n'existe pas d'observations auxquelles ces résultats peuvent être confrontés.

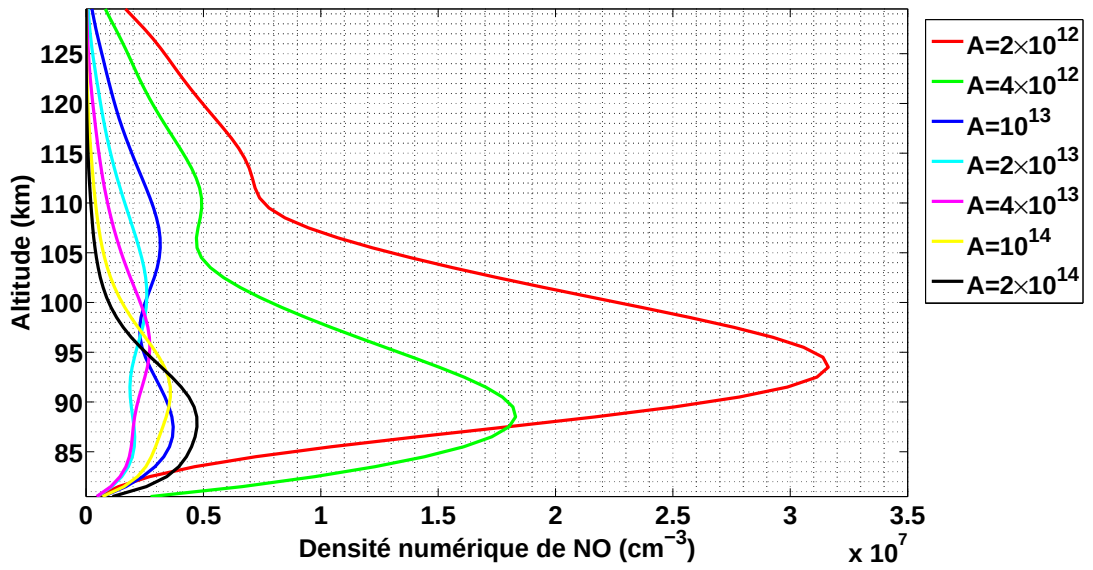


FIG. 6.12 – Influence du paramètre A sur la distribution verticale de la densité numérique de NO.

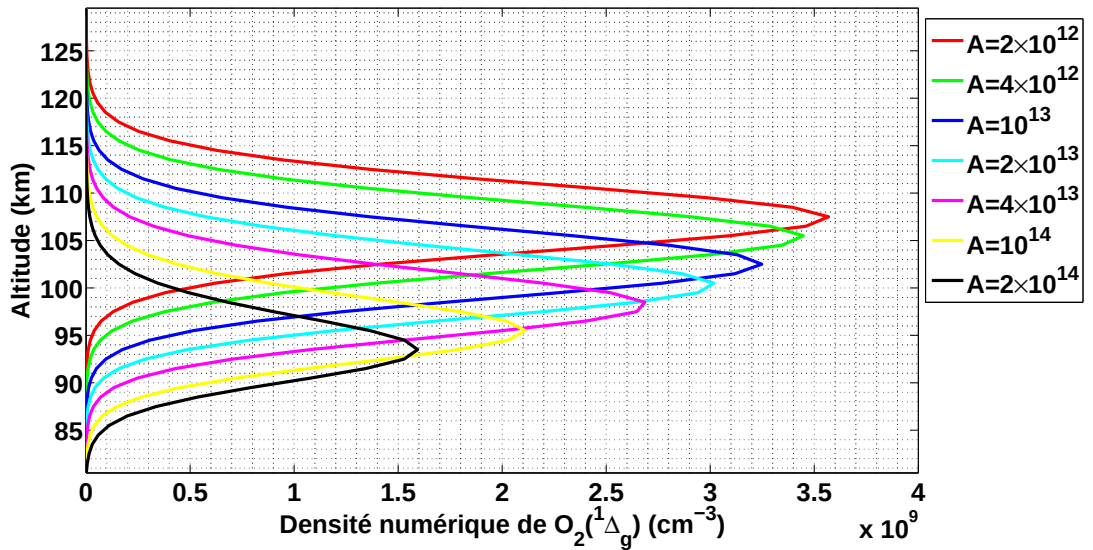


FIG. 6.13 – Influence du paramètre A sur la distribution verticale de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$.

Concernant le profil vertical de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$ présenté à la figure 6.13, on voit, de manière analogue à ce que l'on a pu constater pour les profils verticaux des densités numériques de N et O, que le pic de la densité numérique descend lorsqu'on augmente la valeur de A . Ce comportement est une nouvelle fois expliqué par le fait qu'une augmentation de A

augmente l'importance du transport vertical vers le bas. En ce qui concerne la valeur de la densité numérique aux pics, on observe que celle-ci est de plus en plus faible lorsque A augmente. Pour expliquer ce comportement, examinons tout d'abord l'expression du taux de perte de $O_2(^1\Delta_g)$ donné par la relation 4.23. Au travers de celle-ci, on constate que plus l'altitude diminue, plus la densité numérique de CO_2 est grande et plus le taux de perte de $O_2(^1\Delta_g)$ est élevé. On comprend donc bien que plus l'altitude du pic de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$ est faible, plus sa valeur est petite.

Influence du paramètre A sur la distribution verticale des taux d'émissions volumiques

En observant les deux figures 6.14 et 6.15, on constate que les deux taux d'émission volumique réagissent de manière similaire lorsqu'on modifie la valeur du paramètre A . En effet, l'altitude de leur pic d'émission respectif diminue quand on augmente la valeur de A , et augmente lorsque l'on diminue cette dernière. En outre, on voit également que plus la valeur de A est grande, plus la valeur du taux d'émission à leur pic respectif est faible.

En revanche, lorsqu'on quantifie ces variations, on constate certaines différences. En effet, examinons la valeur des taux d'émission volumique aux pics et l'altitude de ces derniers, pour $A = 10^{13}$, $A = 2 \times 10^{13}$, et $A = 4 \times 10^{13}$.

A	$I_{NO^*}^{vol.} \text{ (cm}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{)}$	$I_{O_2(^1\Delta_g)}^{vol.} \text{ (cm}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{)}$	$z_{NO^*}^{pic} \text{ (km)}$	$z_{O_2(^1\Delta_g)}^{pic} \text{ (km)}$
10^{13}	~ 3800	$\sim 7.1 \times 10^5$	112.5	102.5
2×10^{13}	~ 3400	$\sim 6.6 \times 10^5$	108.5	100.5
4×10^{13}	~ 2750	$\sim 5.9 \times 10^5$	104.5	98.5

TAB. 6.1 – Comparaison de la sensibilité au paramètre A des deux taux d'émission volumique.

On constate effectivement à l'aide des résultats présentés dans le tableau 6.1 ci-dessus, que la valeur du taux d'émission volumique au pic ainsi que l'altitude de ce dernier, sont plus affectées par une variation de A dans le cas de NO^* que dans celui de $O_2(^1\Delta_g)$.

Par ailleurs, il est également intéressant de remarquer la similitude entre les profils verticaux du taux d'émission volumique et de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$. Etant donné que le taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ est donné par :

$$I_{O_2(^1\Delta_g)}^{vol.} = k_6 n_{O_2(^1\Delta_g)}, \quad (6.6)$$

et que la constante de vitesse k_6 de la réaction (4.19) est en fait la probabilité de transition radiative de l'état $O_2(^1\Delta_g)$, qui ne dépend pas de l'altitude, il est évident que les pics de la densité numérique et du taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ sont à la même altitude pour une valeur de A identique. En outre, les valeurs aux pics (bien que leurs unités soient différentes) ne diffèrent que par le facteur k_6 .

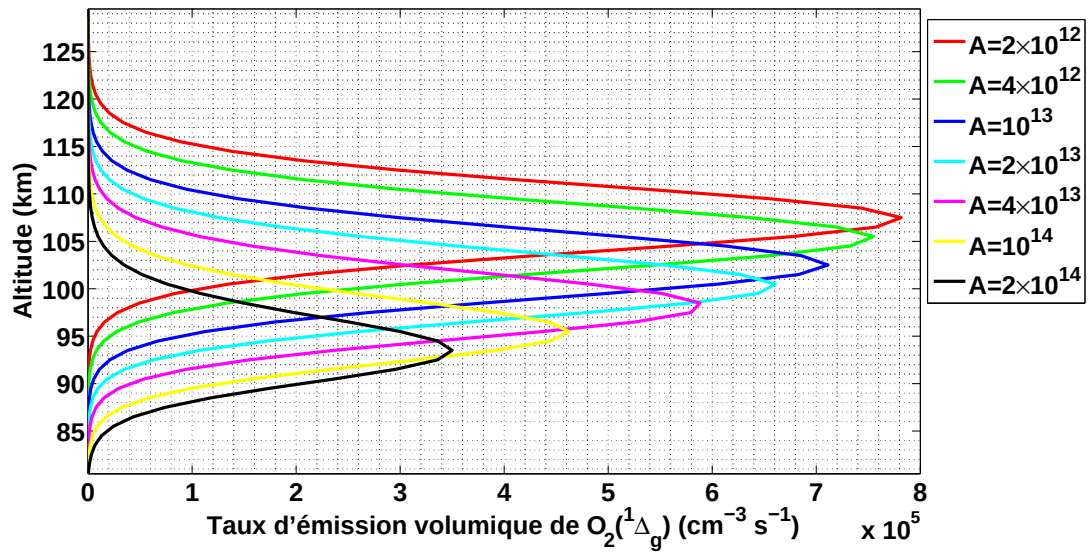


FIG. 6.14 – Influence du paramètre A sur la distribution verticale du taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$.

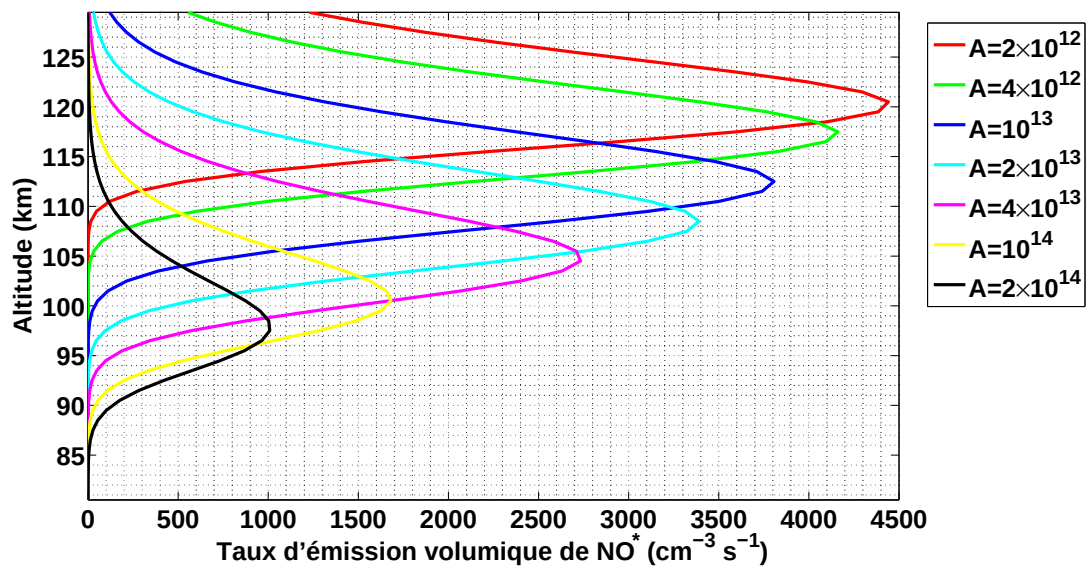


FIG. 6.15 – Influence du paramètre A sur la distribution verticale du taux d'émission volumique de NO^* .

6.2.2 Influence du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure

Dans cette sous-section, A est fixé à 2×10^{13} et $\Phi_N = 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Influence du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure sur la distribution verticale des densités numériques

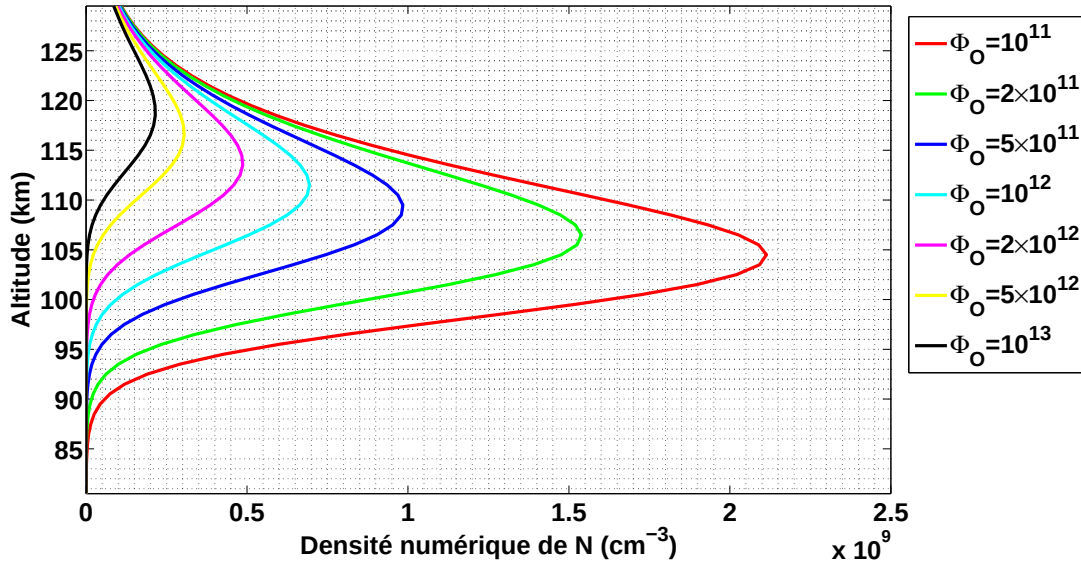


FIG. 6.16 – Influence du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure sur la densité numérique de N.

A la figure 6.16, on observe que l'altitude du pic de la densité numérique de N ainsi que sa valeur varient de manière considérable lorsque l'on change le flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure. En effet, plus le flux de O imposé est grand, plus l'altitude du pic est grande et plus la valeur au pic est faible. En observant le taux de perte de N donné par l'expression (4.20), on s'aperçoit qu'il augmente lorsque la densité numérique de O augmente. Par conséquent, il est logique que lorsque Φ_O augmente (traduisant un apport d'oxygène atomique plus grand), le taux de perte de N augmente et donc la densité numérique de N diminue. En outre, l'altitude du pic de N est plus élevée lorsque l'apport d'oxygène atomique est plus grand à la frontière supérieure, car les atomes d'azote sont alors consommés plus rapidement, et n'ont donc pas le temps de descendre plus bas dans le domaine avant de disparaître.

Par ailleurs, comme on peut l'observer à la figure 6.17 ci-après, la densité numérique de O est logiquement augmentée lorsqu'on augmente le flux d'oxygène atomique à la frontière supérieure. On observe également que l'altitude du pic de la densité numérique de O a tendance à augmenter légèrement lorsque Φ_O augmente. De plus, on voit clairement que l'altitude du pic est moins sensible à une variation du flux d'oxygène atomique à la frontière supérieure pour O que pour N. Observons cela par l'intermédiaire du tableau 6.2 exposé ci-après où l'on considère 3 valeurs différentes de Φ_O .

Φ_O ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	z_N^{pc} (km)	z_O^{pc} (km)
5×10^{11}	~ 109.5	~ 103.5
10^{12}	~ 111.5	~ 104.5
2×10^{12}	~ 113.5	~ 105.5

TAB. 6.2 – Comparaison de la sensibilité au flux d'oxygène atomique à la frontière supérieure de N et O.

On constate effectivement que l'altitude du pic de la densité numérique est affectée davantage par une variation de l'apport d'atomes d'oxygène à la frontière supérieure pour N que pour O.

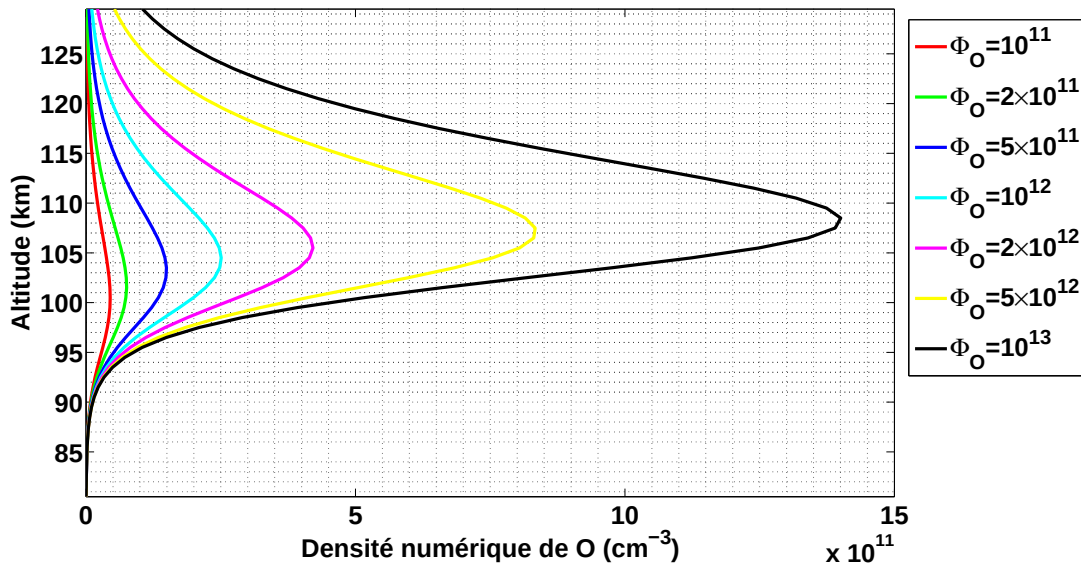


FIG. 6.17 – Influence du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure sur la densité numérique de O.

En ce qui concerne la densité numérique de NO, nous présentons à titre indicatif les résultats obtenus sur la figure 6.18, mais nous ne les commenterons pas pour les mêmes raisons que précédemment.

En revanche, la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$ nous intéresse davantage. On observe à la figure 6.19 qu'une augmentation de Φ_O provoque une augmentation de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$, ainsi qu'une élévation de l'altitude du pic. Le fait que la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$ augmente est lié au fait que le taux de production de $O_2(^1\Delta_g)$, donné par l'expression (4.23), fait apparaître la densité numérique de O au carré.

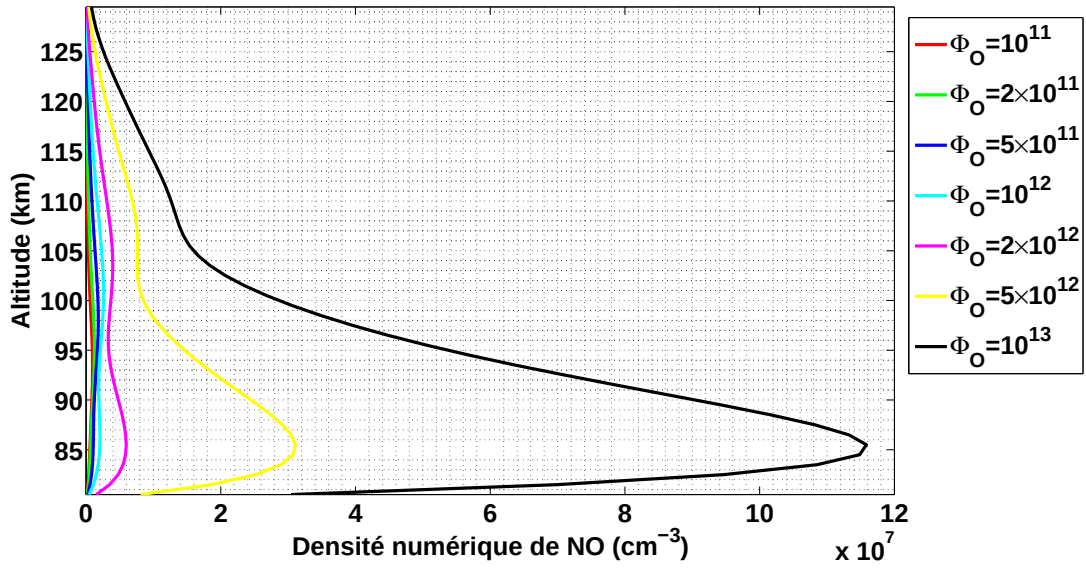


FIG. 6.18 – Influence du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure sur la densité numérique de NO.

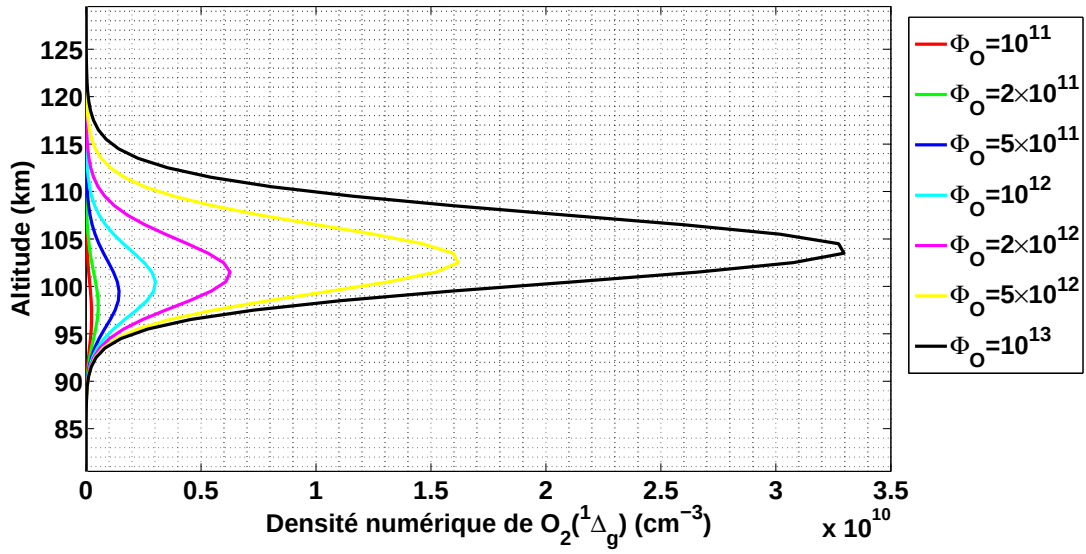


FIG. 6.19 – Influence du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure sur la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$.

Influence du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure sur la distribution verticale des taux d'émission volumique

Au travers des figures 6.20 et 6.21, on observe que les deux taux d'émission volumique sont affectés dans le même sens lorsque l'on augmente la valeur du flux d'oxygène atomique à la frontière supérieure du domaine. En effet, la valeur ainsi que l'altitude du pic des deux taux d'émission volumique augmentent lorsque Φ_O augmente. Cependant, quantitativement, on constate des différences assez marquées.

Φ_O ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	$I_{\text{NO}^*}^{\text{vol.}}$ ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$)	$I_{\text{O}_2(^1\Delta_g)}^{\text{vol.}}$ ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$)	$z_{\text{NO}^*}^{\text{pic}}$ (km)	$z_{\text{O}_2(^1\Delta_g)}^{\text{pic}}$ (km)
5×10^{11}	~ 3100	$\sim 0.35 \times 10^6$	106.5	99.5
10^{12}	~ 3400	$\sim 0.65 \times 10^6$	108.5	100.5
2×10^{12}	~ 3650	$\sim 1.4 \times 10^6$	110.5	101.5

TAB. 6.3 – Comparaison de la sensibilité au flux d'oxygène atomique des deux taux d'émission volumique.

En effet, on constate qu'en terme de valeur au pic, c'est le taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ qui est le plus affecté par une variation du flux d'oxygène atomique à la frontière supérieure. En revanche, lorsqu'on observe les variations de l'altitude du pic, on constate qu'elles sont plus marquées pour le taux d'émission volumique de NO^* .

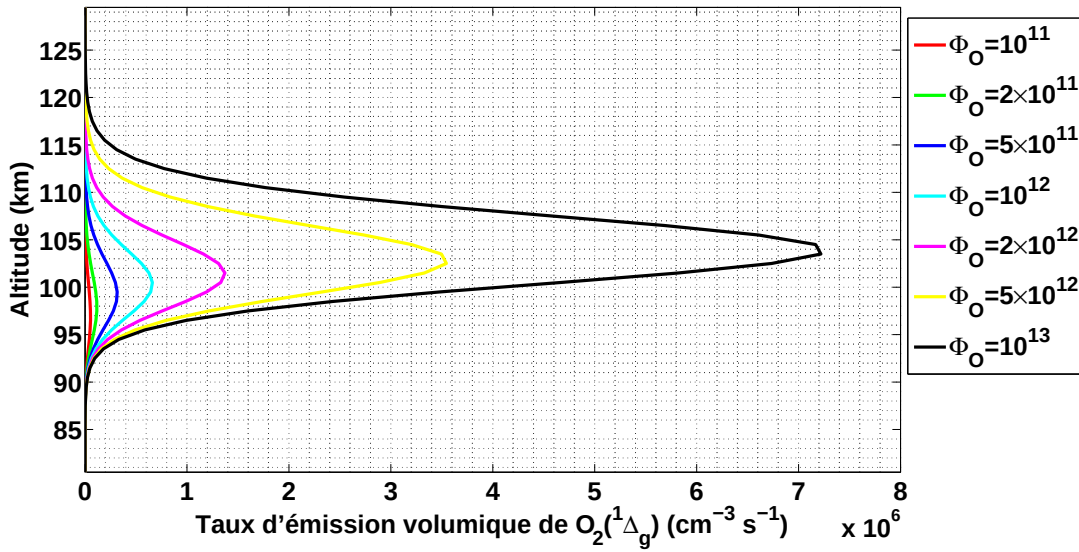


FIG. 6.20 – Influence du flux de O à la frontière supérieure du domaine sur le taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$.

Par ailleurs, on observe à nouveau la corrélation entre le taux d'émission et la densité numérique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$. L'explication est identique à celle détaillée dans la sous-section 6.2.1.

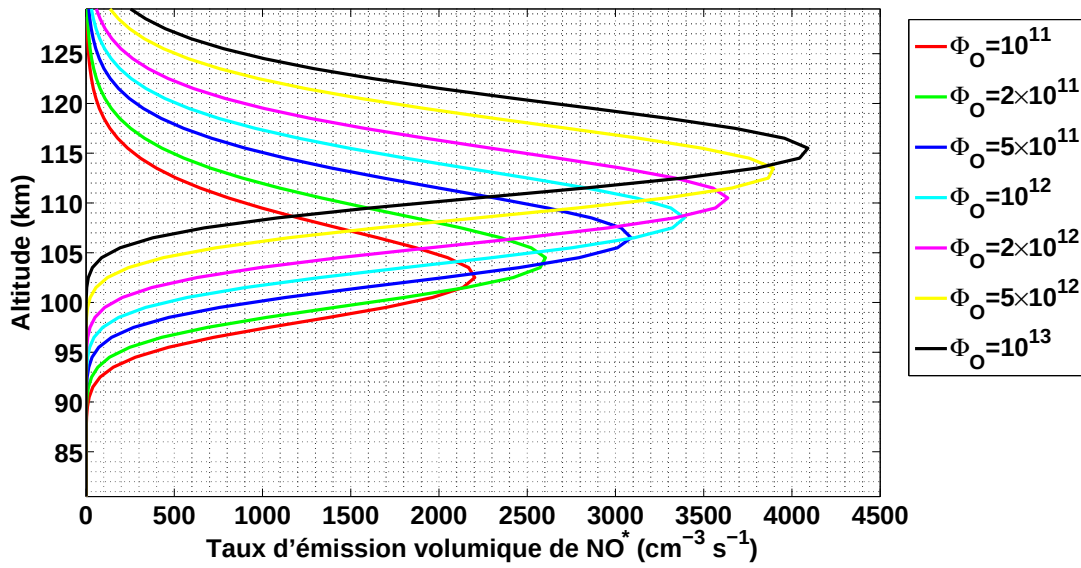


FIG. 6.21 – Influence du flux de O à la frontière supérieure du domaine sur le taux d'émission volumique de NO*.

6.2.3 Influence du flux d'azote atomique imposé à la frontière supérieure

Dans cette sous-section, A est fixé à 2×10^{13} et $\Phi_O = 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Influence du flux d'azote atomique imposé à la frontière supérieure sur la distribution verticale des densités numériques

On constate fort logiquement par l'intermédiaire de la figure 6.22 qu'une variation du flux d'azote atomique à la frontière supérieure engendre une variation importante de la densité numérique de N au pic. En effet, cette dernière augmente considérablement lorsque Φ_N augmente. En revanche, on observe que l'altitude du pic de la densité numérique de N n'est, quant à elle, pas affectée par une variation de Φ_N . Ce comportement s'explique par le fait que O est majoritaire.

Concernant la densité numérique de O, on observe que l'altitude du pic ainsi que la valeur de ce dernier ne sont aucunement affectés par un changement d'apport en azote atomique à la frontière supérieure du domaine. En effet, tous les profils verticaux correspondant à diverses valeurs de Φ_N se recouvrent (figure 6.23). Pour expliquer ce comportement, il faut examiner la figure 4.11 présentée dans la sous-section 4.2.1. Sur celle-ci, on constate qu'à 130 km d'altitude (endroit où l'on simule l'apport d'azote atomique dans notre modèle), la densité numérique de O est approximativement 100 fois supérieure à celle de N et cette différence continue de s'accroître lorsque l'altitude diminue. On peut donc comprendre qu'un apport plus grand d'azote atomique (un Φ_N plus grand) ne va pas avoir un impact observable sur le comportement de la densité numérique de O. En d'autres mots, la densité numérique de O n'est pas contrôlée par celle de N. En revanche, la densité numérique de N est, quant à elle, contrôlée par celle de O, ainsi qu'on a pu l'observer sur la figure 6.16.

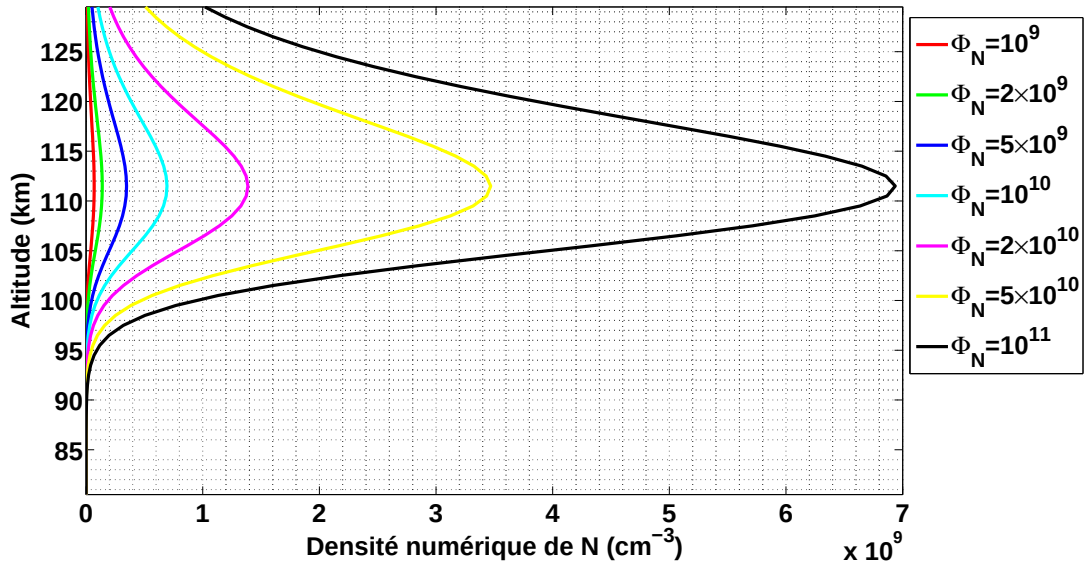


FIG. 6.22 – Influence du flux d'azote atomique à la frontière supérieure sur la densité numérique de N.

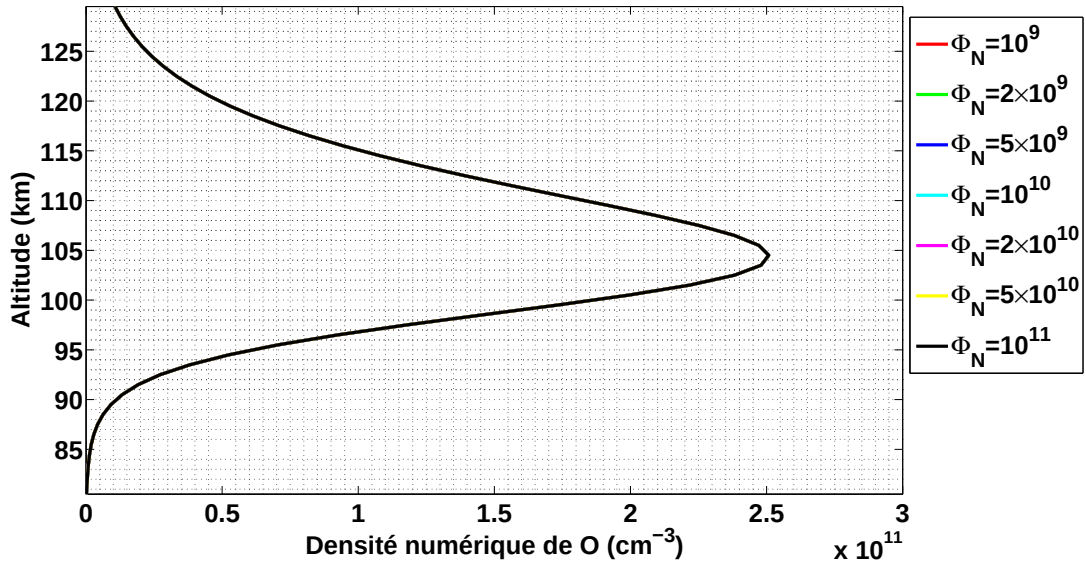


FIG. 6.23 – Influence du flux d'azote atomique à la frontière supérieure sur la densité numérique de O.

A nouveau, nous présentons à la figure 6.24 les résultats concernant la densité numérique de NO par souci d'être complet.

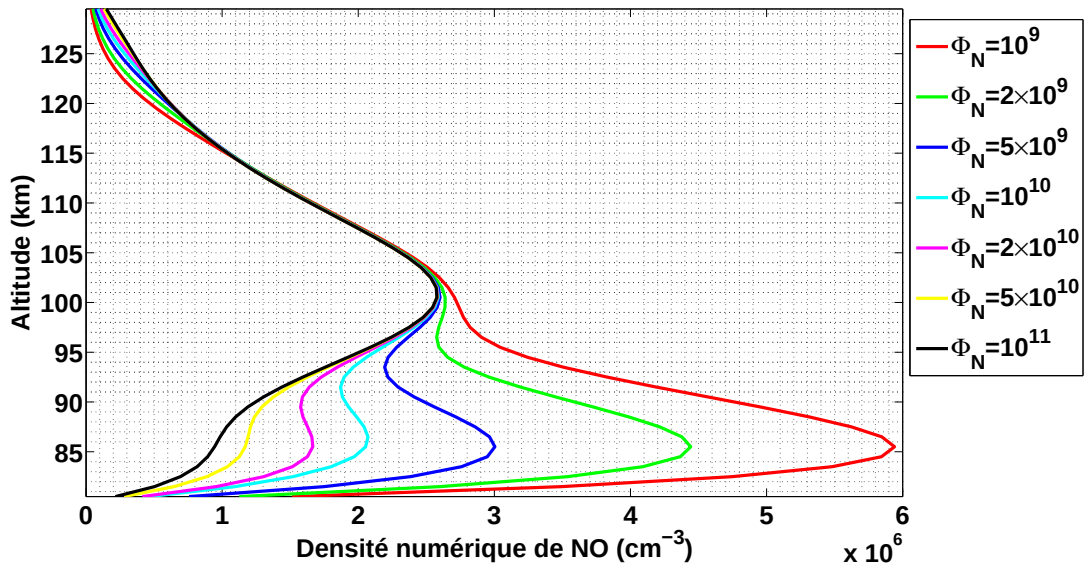


FIG. 6.24 – Influence du flux d'azote atomique à la frontière supérieure sur la densité numérique de NO.

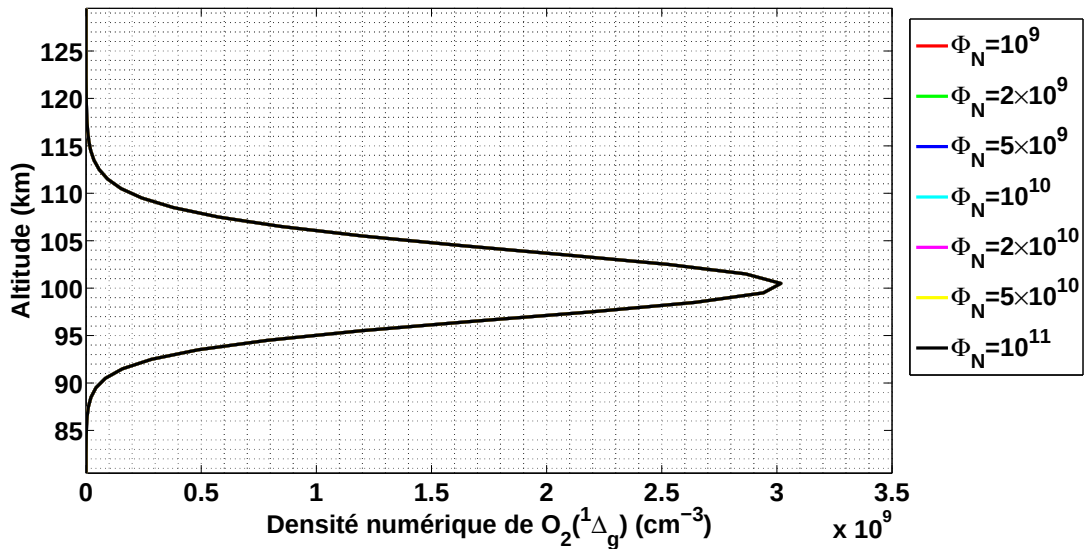


FIG. 6.25 – Influence du flux d'azote atomique à la frontière supérieure sur la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$.

Concernant la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$, on observe une réaction similaire à celle de O lorsque l'on modifie l'apport d'azote atomique à la frontière supérieure. En effet, tous les profils verticaux correspondant à diverses valeurs de Φ_N se recouvrent. Ce comportement est tout à fait logique étant donné que le taux de production de $O_2(^1\Delta_g)$, dont l'expression est

donnée par (4.23), est contrôlé par la densité numérique de O. En conséquence, on comprend aisément que $O_2(^1\Delta_g)$ adopte le même comportement que O lors d'une variation de Φ_N .

Influence du flux d'azote atomique imposé à la frontière supérieure sur la distribution verticale des taux d'émission volumique

Le premier point important que l'on observe sur les figures 6.26 et 6.27 est que l'altitude des pics des deux taux d'émission volumique reste inchangée lors d'une variation du flux d'azote atomique à la frontière supérieure du domaine. De plus, on constate que seule la valeur du taux d'émission volumique de NO^* varie lorsque l'on change l'apport d'azote atomique à la frontière supérieure.

Comme précédemment, on observe la proportionnalité (relation (6.6)) entre les profils verticaux du taux d'émission et de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$. En effet, on peut vérifier facilement que les valeurs des pics sont reliées entre elles par le facteur k_6 :

$$\frac{\left(I_{O_2(^1\Delta_g)}^{vol.}\right)^{pic}}{\left(n_{O_2(^1\Delta_g)}\right)^{pic}} = \frac{6.6 \times 10^5}{3 \times 10^9} \text{ s}^{-1} = 2.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \approx k_6 = 2.19 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \quad (6.7)$$

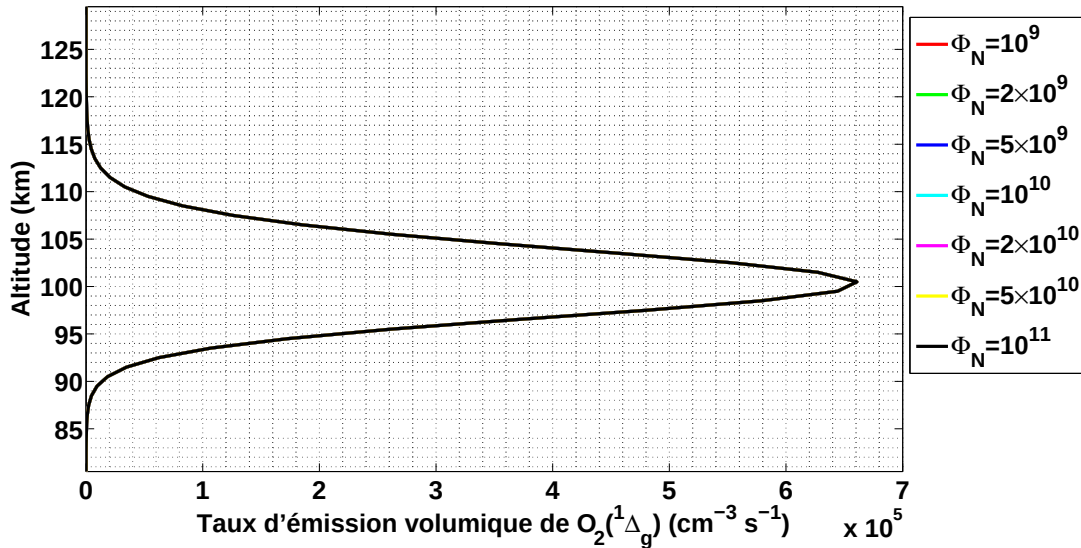


FIG. 6.26 – Influence du flux de N à la frontière supérieure du domaine sur le taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$.

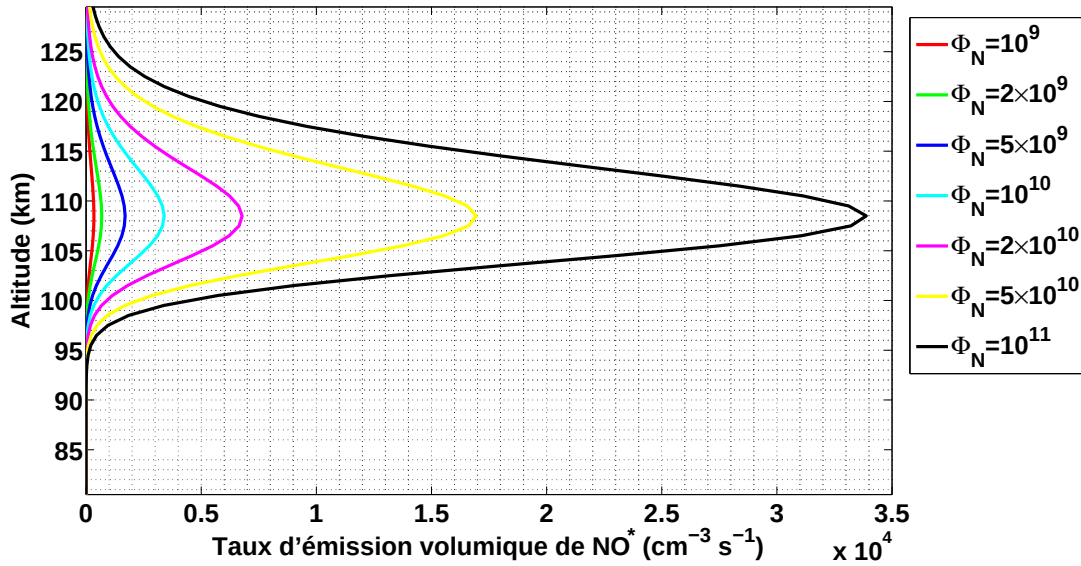


FIG. 6.27 – Influence du flux de N à la frontière supérieure du domaine sur le taux d'émission volumique de NO^* .

6.2.4 Choix des paramètres pour le modèle bidimensionnel

L'étude de sensibilité que l'on vient de réaliser va nous permettre de choisir les valeurs des différents paramètres du modèle (A , Φ_N , et Φ_O) afin d'être le plus en accord possible avec les faits observationnels.

Typiquement, les pics des taux d'émission volumique de NO^* et $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ sont situés respectivement à ~ 115 km et ~ 100 km d'altitude. Par ailleurs, actuellement, aucun modèle numérique (même les plus élaborés) ne permet de reproduire l'altitude de ces deux pics simultanément. Néanmoins, on parvient à reproduire correctement l'altitude d'un des deux pics, l'autre n'étant alors pas situé à la bonne altitude. Par conséquent, si des modèles complexes tridimensionnels tel que le VTGCM (Venus thermospheric general circulation model) [Bougher and Borucki, 1994] ne permettent pas d'obtenir les deux maxima aux bonnes altitudes simultanément, il est probable que notre modèle bidimensionnel ne nous permettra pas de reproduire l'altitude exacte de ces deux pics. Néanmoins, nous pouvons essayer de nous approcher de valeurs raisonnables.

Dans cette optique, examinons ce que nous enseigne notre étude de sensibilité. Lorsque l'on fixe le paramètre A tel que $A = 2 \times 10^{13}$, et les flux d'azote atomique et d'oxygène atomique à la frontière supérieure du domaine tels que $\Phi_N = 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $\Phi_O = 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, on observe que l'altitude des pics des taux d'émission volumique de NO^* et $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ est respectivement située à 108.5 et 100.5 km. Ces résultats sont en accord avec les faits observationnels pour le taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$. En revanche, ce n'est pas le cas pour le taux d'émission volumique de NO^* , le pic est situé trop bas. De plus, nous avons vu qu'une variation du flux d'azote atomique n'engendrait pas de modification quant à l'altitude des pics des deux taux d'émission volumique. En conséquence, si nous voulons modifier l'altitude des pics, nous devons modifier le flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure du domaine

et sur le paramètre A .

Pour augmenter l'altitude du pic du taux d'émission volumique de NO^* , deux choix s'offrent à nous : soit diminuer la valeur du coefficient A (c'est-à-dire diminuer le transport vertical), soit augmenter la valeur du flux d'oxygène atomique. Etant donné que l'altitude du pic du taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ est situé à la bonne altitude lorsque l'on fixe les paramètres tels que $A = 2 \times 10^{13}$, $\Phi_N = 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $\Phi_O = 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et que l'altitude de ce pic est plus sensible au paramètre A qu'au flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure, nous allons augmenter légèrement Φ_O . Voici donc les paramètres que nous avons choisi d'adopter pour l'ensemble des simulations numériques bidimensionnelles :

- $A = 2 \times 10^{13}$,
- $\Phi_N = 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$,
- $\Phi_O = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Avec ce choix de paramètres, les pics des taux d'émission volumique de NO^* et $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ sont situés respectivement à 110.5 km et 101.5 km d'altitude.

6.3 Solution stationnaire bidimensionnelle

Les paramètres du modèle étant ajustés, nous pouvons à présent introduire le transport horizontal (c'est-à-dire l'advection dans la direction x). Dès lors, en plus des conditions limites imposées sur les frontières supérieure et inférieure, il nous faut imposer des conditions limites sur une des deux frontières latérales et laisser l'autre libre. La frontière latérale sur laquelle nous devons imposer les conditions limites va dépendre du sens de l'écoulement (c'est-à-dire du signe de la composante horizontale de la vitesse du vent, i.e. le signe de u) dans notre domaine.

Dans la situation qui nous occupe, la composante horizontale de la vitesse u est positive sur l'ensemble du domaine de résolution. On devra donc imposer les conditions limites sur la frontière gauche de notre domaine. En fait, pour chacun des constituants minoritaires étudiés, nous allons imposer sur la frontière gauche le profil vertical de densité numérique que nous fournit la solution stationnaire unidimensionnelle. Si l'on utilise à nouveau les indices 1, 2, 3, et 4 pour désigner les différents constituants minoritaires, on peut alors représenter la situation comme suit :

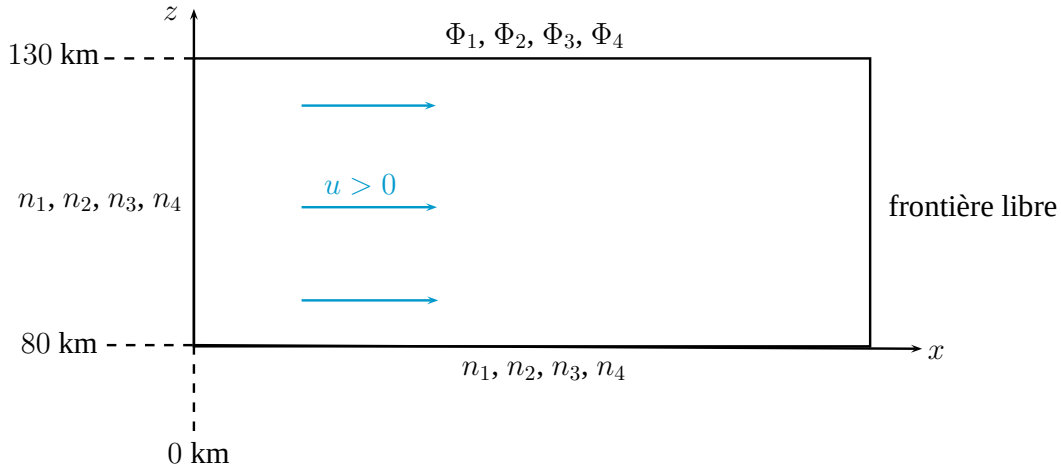


FIG. 6.28 – Conditions limites imposées aux frontières du domaine de résolution.

Dans un premier temps, nous allons placer la frontière droite en $x = 8900$ km. Nous verrons, au travers des simulations numériques, si cela nous permet d'observer effectivement l'effet du transport horizontal sur les distributions des densités numériques et des taux d'émission volumique. De plus, nous allons adopter une valeur de 25 m s^{-1} pour la composante horizontale de la vitesse du vent u sur l'ensemble du domaine de résolution. Cette valeur représente une moyenne des vitesses horizontales observées dans la zone de transition mésosphère-thermosphère à l'aide de diverses techniques.

6.3.1 Conditions aux limites

Conditions limites à la frontière supérieure

$$\begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \\ \Phi_4 \end{pmatrix}_{z=130\text{km}} = \begin{pmatrix} 10^{10} \\ 2 \times 10^{12} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \forall x \in [0, 8900] \text{ km.} \quad (6.8)$$

Notons que ces flux s'expriment en $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Conditions limites à la frontière inférieure

Pour les mêmes raisons que celles exposées dans le modèle unidimensionnel, les valeurs adoptées à la frontière inférieure de notre domaine peuvent être choisies de manière arbitraire. Nous utiliserons donc les mêmes valeurs que celles utilisées dans le modèle unidimensionnel, à savoir :

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix}_{z=80\text{km}} = \begin{pmatrix} 100 \\ 100 \\ 100 \\ 100 \end{pmatrix} \quad \forall x \in [0, 8900] \text{ km.} \quad (6.9)$$

Notons que ces densités numériques s'expriment toujours en cm^{-3} .

Conditions limites à la frontière gauche

$$\begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ n_3 \\ n_4 \end{pmatrix}_{x=0\text{km}} = \begin{pmatrix} n_1^* \\ n_2^* \\ n_3^* \\ n_4^* \end{pmatrix} \quad \forall z \in [80, 130] \text{ km,} \quad (6.10)$$

où le symbole $\star$ signifie qu'il s'agit de la densité numérique donnée par la solution stationnaire unidimensionnelle pour des valeurs de paramètres telles que : $A = 2 \times 10^{13}$, $\Phi_{\text{O}} = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, et $\Phi_{\text{N}} = 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, i.e. les valeurs choisies après notre étude de sensibilité. Lorsque nous parlerons à l'avenir de la solution stationnaire unidimensionnelle, nous ferons référence à celle obtenue avec ces valeurs de paramètres.

6.3.2 Conditions initiales

Etant donné que l'on s'intéresse au régime stationnaire, on est libre de choisir les conditions initiales comme on le souhaite. Celles-ci ne doivent en principe pas influencer la solution stationnaire.

6.3.3 Visualisation des résultats

Avant même d'observer les résultats obtenus, on peut d'ores et déjà s'attendre à obtenir une solution homogène selon la direction horizontale x , étant donné que les conditions limites imposées aux frontières supérieure et inférieure sont homogènes selon x . De plus, le profil vertical utilisé comme condition limite pour chacun des constituants minoritaires à la frontière gauche du domaine est la solution stationnaire du problème unidimensionnel avec les mêmes conditions limites aux frontières supérieure et inférieure que celles utilisées dans le cas présent.

Effectivement, lorsqu'on examine les figures 6.29 et 6.30, on constate que les taux d'émission volumique sont bien homogènes selon la direction horizontale. De plus, si l'on observe les valeurs et les altitudes des pics des taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ et NO^* , on constate qu'ils sont bien identiques à ceux de la solution stationnaire unidimensionnelle (courbes en couleur magenta sur les figures 6.20 et 6.21).

Par ailleurs, physiquement, cette simulation numérique traduit un apport en atomes d'azote et d'oxygène constant et homogène selon x , ce qui évidemment constitue une situation très idéalisée. C'est pourquoi nous allons modifier quelque peu cet apport de matière

dans la simulation numérique suivante de manière à simuler une région localisée d'apport plus important en atomes d'oxygène et d'azote. Cette situation correspond par exemple à une augmentation locale du transport d'atomes par la circulation SS-AS (subsolaire-antisolaire) discutée précédemment. Elle peut correspondre aux régions de taches brillantes régulièrement observées dans les images de l'airglow de $O_2(^1\Delta_g)$ à $1.27 \mu\text{m}$ observées par VIRTIS, telles que celles représentées sur les figures 4.4 et 4.5.

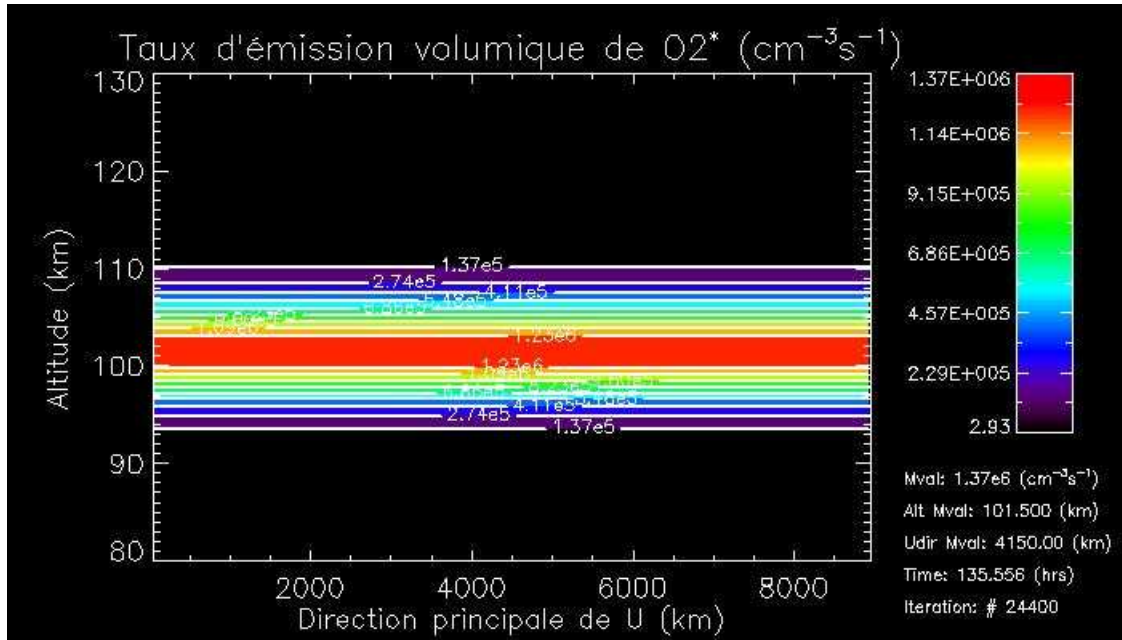


FIG. 6.29 – Taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$.

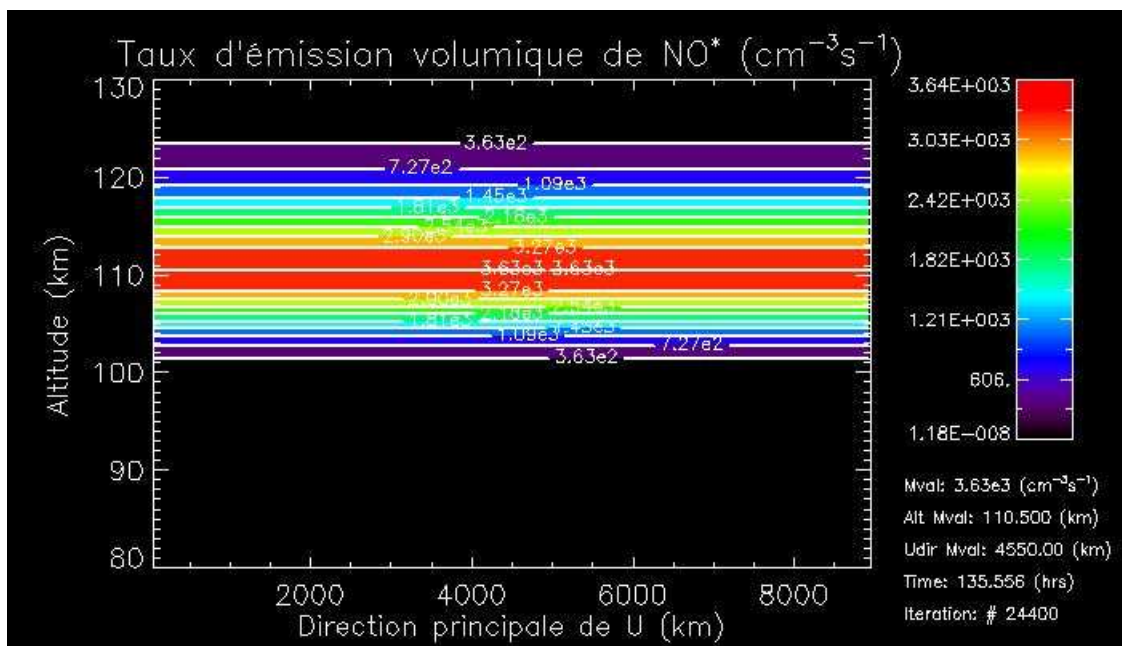


FIG. 6.30 – Taux d'émission volumique de NO^* .

6.4 Solution stationnaire bidimensionnelle avec apport supplémentaire de matière localisé à la frontière supérieure

A présent, nous allons examiner comment évolue la solution stationnaire bidimensionnelle lorsqu'on simule un apport supplémentaire d'azote atomique et d'oxygène atomique sur une région localisée. De plus, nous conserverons dans cette simulation la valeur uniforme de 25 m s^{-1} pour u sur l'ensemble du domaine.

6.4.1 Conditions initiales

On s'intéresse ici encore à la solution stationnaire ; en conséquence, les conditions initiales adoptées n'auront pas d'influence sur nos résultats.

6.4.2 Conditions aux limites

Conditions limites à la frontière gauche

Nous allons adopter les mêmes conditions limites que précédemment sur la frontière gauche du domaine, c'est-à-dire celles données par (6.10).

Conditions limites à la frontière inférieure

Nous conservons également les mêmes conditions limites que précédemment sur cette frontière inférieure, c'est-à-dire celles données par (6.9).

Conditions limites à la frontière supérieure

Etant donné que nous voulons simuler un apport supplémentaire d'atomes d'azote et d'oxygène sur une région localisée, nous allons imposer des flux de O et de N à la frontière supérieure du domaine présentant une distribution non homogène selon x . En fait, nous allons superposer aux flux de O et de N imposés dans les simulations précédentes, une injection additionnelle prenant la forme d'une gaussienne centrée sur $x = 2000 \text{ km}$ et telle que la largeur à mi-hauteur est égale à 1000 km . Cette dernière valeur correspond en fait à l'étendue caractéristique d'un patch d'émission de l'airglow infrarouge de O_2 . Si l'on note $(\Phi_{\text{O}})_{\text{homo.}}$ et $(\Phi_{\text{N}})_{\text{homo.}}$ respectivement les flux d'oxygène atomique et d'azote atomique imposés à la frontière supérieure dans les simulations précédentes, alors les flux imposés pour la simulation présente, notés $(\Phi_{\text{O}})_{\text{resul.}}$ et $(\Phi_{\text{N}})_{\text{resul.}}$, s'expriment comme suit :

$$(\Phi_{\text{O}})_{\text{resul.}} = \underbrace{(\Phi_{\text{O}})_{\text{homo.}}}_{2 \times 10^{12}} + (\Phi_{\text{O}})_{\text{gauss.}}, \quad (6.11)$$

$$(\Phi_{\text{N}})_{\text{resul.}} = \underbrace{(\Phi_{\text{N}})_{\text{homo.}}}_{10^{10}} + (\Phi_{\text{N}})_{\text{gauss.}}. \quad (6.12)$$

où $(\Phi_{\text{O}})_{\text{gauss.}}$ et $(\Phi_{\text{N}})_{\text{gauss.}}$ sont les flux gaussiens superposés aux flux homogènes pour simuler un apport localisé supplémentaire d'azote et d'oxygène atomique. Par ailleurs, comme on peut l'observer sur les figures 6.31 et 6.32, les amplitudes des flux gaussiens, notés $(\Phi_{\text{O}})_{\text{gauss.}}^{\text{max}}$ et $(\Phi_{\text{N}})_{\text{gauss.}}^{\text{max}}$:

$$(\Phi_{\text{O}})_{\text{gauss.}}^{\text{max}} = 9 \times (\Phi_{\text{O}})_{\text{homo.}}, \quad (6.13)$$

$$(\Phi_{\text{N}})_{\text{gauss.}}^{\text{max}} = 9 \times (\Phi_{\text{N}})_{\text{homo.}} = 9 \times 10^{10}, \quad (6.14)$$

tels que les flux d'azote et d'oxygène atomiques injectés en $x = 2000$ km soient 10 fois supérieurs respectivement à $(\Phi_N)_{homo.}$ et $(\Phi_O)_{homo.}$:

$$[(\Phi_O)_{resul.}]_{x=2000km} = 10 \times (\Phi_O)_{homo.} = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (6.15)$$

$$[(\Phi_N)_{resul.}]_{x=2000km} = 10 \times (\Phi_N)_{homo.} = 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (6.16)$$

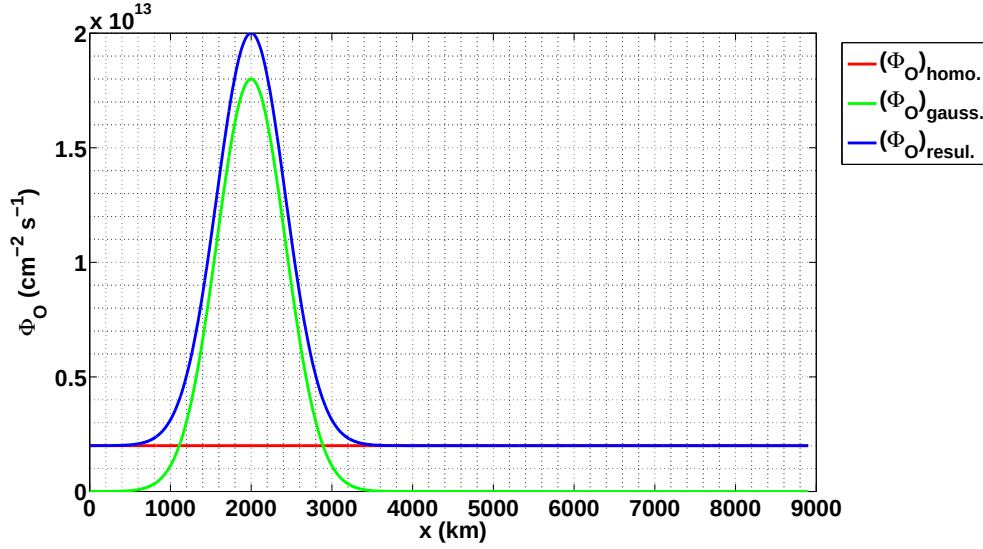


FIG. 6.31 – Distribution selon x du flux d'oxygène atomique imposé à la frontière supérieure du domaine.

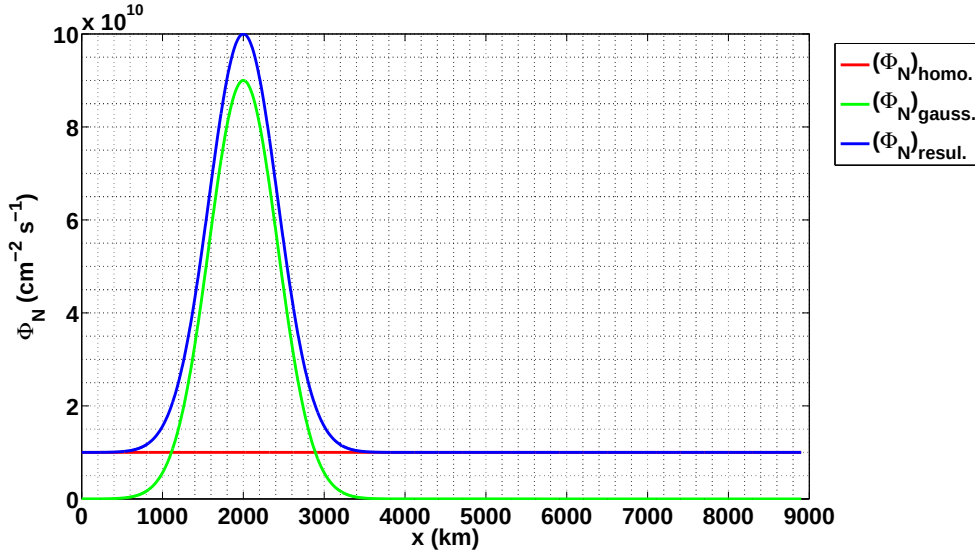


FIG. 6.32 – Distribution selon x du flux d'azote atomique imposé à la frontière supérieure du domaine.

Par ailleurs, les flux de NO et de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ imposés à la frontière supérieure du domaine restent nuls, quant à eux, comme dans les simulations précédentes.

6.4.3 Visualisation des résultats

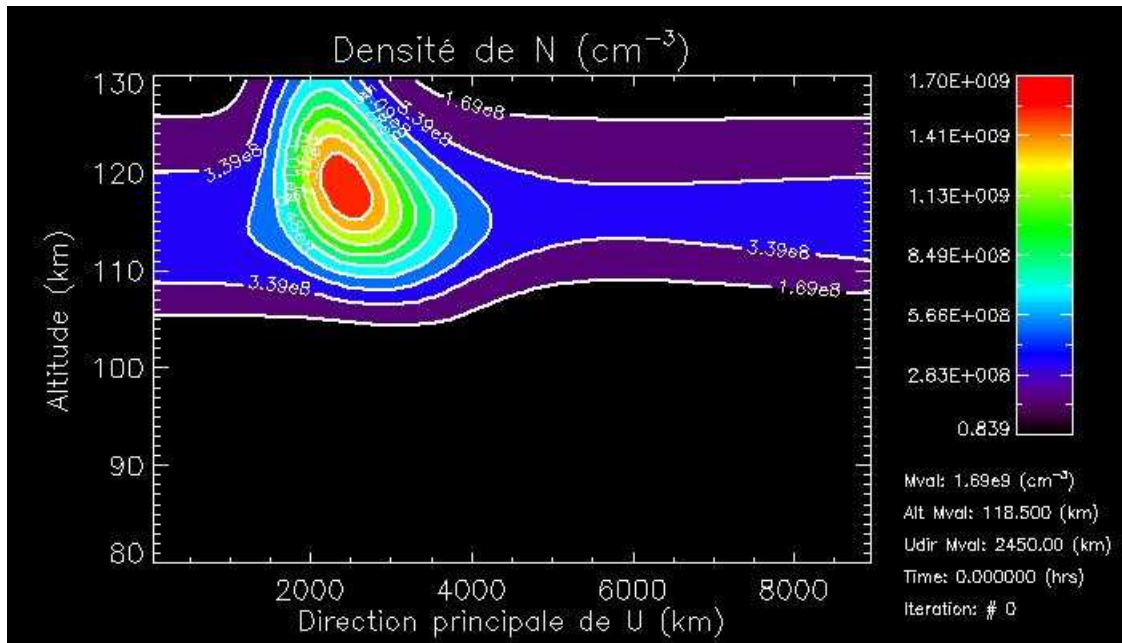


FIG. 6.33 – Distribution de la densité numérique de N à l'état stationnaire avec un apport d'azote et d'oxygène atomiques supplémentaire localisé.

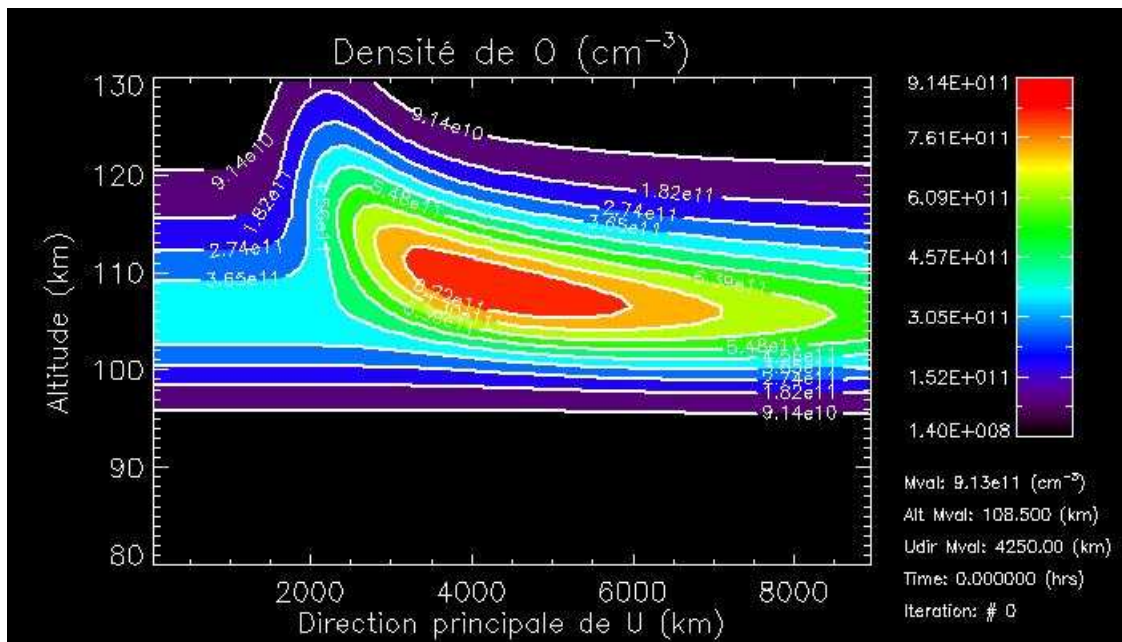


FIG. 6.34 – Distribution de la densité numérique de O à l'état stationnaire avec un apport d'azote et d'oxygène atomiques supplémentaire localisé.

Le premier point qu'il nous semble intéressant d'observer est effectivement l'élévation du pic des densités numérique de N et O lorsque le flux d'oxygène atomique imposé à la frontière

supérieure augmente, ainsi que nous l'avions déjà constaté lors de notre étude de sensibilité sur le modèle unidimensionnel. Par ailleurs, on observe également une différence très importante quant à la localisation des maxima de ces deux densités numériques.

	z^{pic} (km)	x^{pic} (km)
$(n_N)_{max}$	~ 118.5	~ 2450
$(n_O)_{max}$	~ 108.5	~ 4250

TAB. 6.4 – Comparaison de la localisation des maxima des densités numériques de N et de O.

Comme nous l'avions déjà remarqué dans nos simulations unidimensionnelles, les pics sont décalés en altitude d'environ 10 km. De plus, on observe une différence significative quant à la position horizontale de ces derniers. En effet, celui de N est déplacé d'environ 450 km par rapport à l'endroit où l'injection additionnelle d'azote et d'oxygène atomiques est maximale ($x = 2000$ km), tandis que celui de O est quant à lui situé à environ 2250 km de cet endroit. On voit donc que l'oxygène atomique est transporté davantage (dans les deux directions) que l'azote atomique. Ceci s'explique principalement par les durées de vie très différentes de ces deux types d'atomes dans le contexte de notre étude. En effet, à 130 km d'altitude, le temps caractéristique d'un atome d'oxygène est environ 100 fois supérieur à celui d'un atome d'azote. Par conséquent, il est logique que l'azote atomique soit consommé plus vite que ne l'est l'oxygène atomique. Il en résulte donc un transport plus important pour l'oxygène atomique, i.e. c'est bien ce que l'on note au travers des figures 6.33 et 6.34.

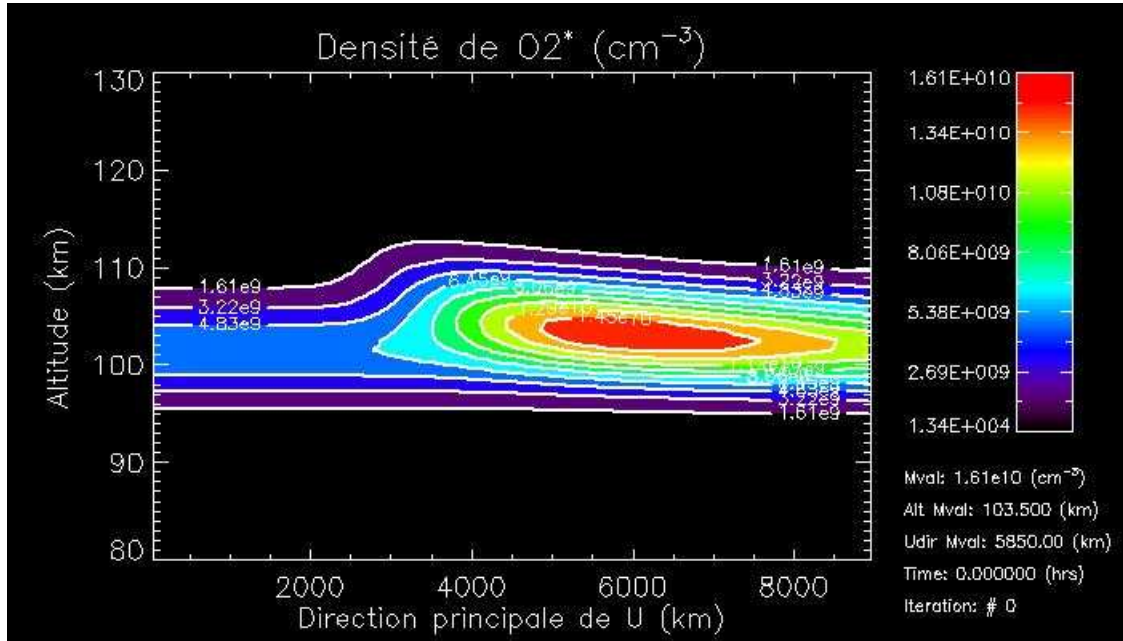


FIG. 6.35 – Distribution de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$ à l'état stationnaire avec un apport supplémentaire localisé d'azote et d'oxygène atomiques.

En ce qui concerne la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$, on note que l'effet de cet apport supplémentaire d'atomes d'azote et d'oxygène localisé est une élévation du pic d'environ 2 km par rapport à la solution stationnaire obtenue sans cet apport supplémentaire. De plus, on observe que le maximum est fortement décalé par rapport à l'endroit où l'injection d'atomes

d'azote et d'oxygène est maximale ($x = 2000$ km). En effet, il est encore davantage décalé par rapport à celui de la densité numérique de O. Ce comportement peut s'expliquer en examinant le taux de production de $O_2(^1\Delta_g)$, donné par l'expression (4.23). On constate que ce taux de production dépend des densités numériques de O et de CO_2 . Par ailleurs, comme on a pu le noter sur la figure 6.34, la densité numérique de O atteint son maximum à 108.5 km d'altitude environ, puis décroît lorsque l'altitude diminue. Cependant, le profil de la densité numérique de CO_2 continue à augmenter lorsque l'altitude diminue. En conséquence, le maximum de la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$ apparaît à une altitude inférieure à celle du maximum de O. En d'autres mots, l'augmentation de la densité numérique de CO_2 lorsque l'altitude diminue est plus importante que la diminution du carré de la densité numérique de O lorsque l'altitude diminue.

A présent, examinons comment se comportent les taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ et NO^* . Le taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ présente la même distribution spatiale que la densité numérique de $O_2(^1\Delta_g)$ à un facteur k_6 près. De plus, on peut observer que le taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ est multiplié par un facteur 2.6 environ par rapport à la solution stationnaire bidimensionnelle où il n'y avait pas d'apport additionnel localisé d'azote et d'oxygène atomiques à la frontière supérieure du domaine.

Examinons maintenant ce qu'il en est pour le taux d'émission volumique de NO^* . On note tout d'abord que le taux d'émission maximum est multiplié approximativement par un facteur :

$$\frac{2.73 \times 10^4}{3.63 \times 10^3} \approx 7.52 \quad (6.17)$$

Ceci est relativement en accord avec ce que l'on attendait, étant donné que l'on a multiplié localement les flux de O et de N à la frontière supérieure du domaine par 10. Par ailleurs, on observe que l'altitude du pic augmente significativement, puisqu'il passe de 110.5 à 116.5 km d'altitude avec cet apport supplémentaire localisé d'atomes d'azote et d'oxygène, ce qui le met en accord avec la valeur observée (~ 115 km) à l'aide de l'instrument SPICAV. De plus, on constate que la distribution spatiale de ce taux d'émission volumique ressemble très fort à celle de la densité numérique de N. Ce comportement confirme l'analyse réalisée par *Stewart et al.* [1980] qui indiquait que la distribution spatiale de l'airglow ultraviolet de NO^* reflète celle du flux d'azote atomique à la frontière. En effet, on observe que le maximum du taux d'émission volumique de NO^* est situé plus près de la verticale de l'endroit où le flux d'azote supplémentaire (tout de même décalé de ~ 650 km) est injecté.

En conséquence, on constate donc que l'airglow ultraviolet de l'oxyde d'azote nous renseigne davantage sur la localisation d'un apport de matière supplémentaire par rapport à l'airglow infrarouge de l'oxygène moléculaire qui atteint son maximum à une distance très éloignée du lieu d'injection supplémentaire.

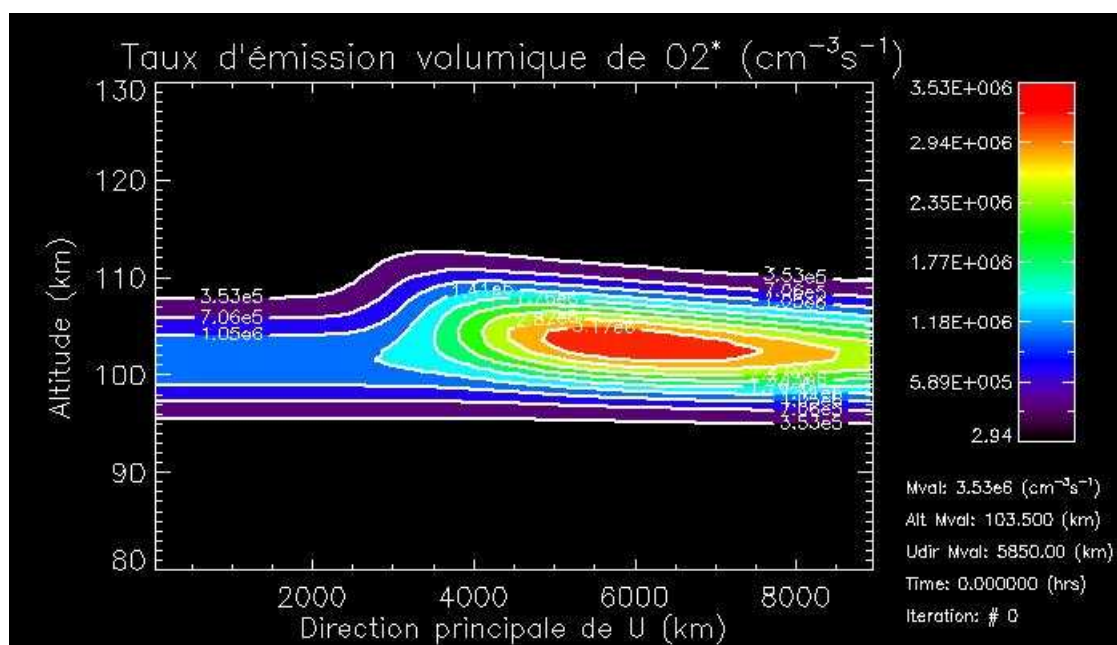


FIG. 6.36 – Distribution du taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ à l'état stationnaire avec un apport supplémentaire localisé d'azote et d'oxygène atomiques.

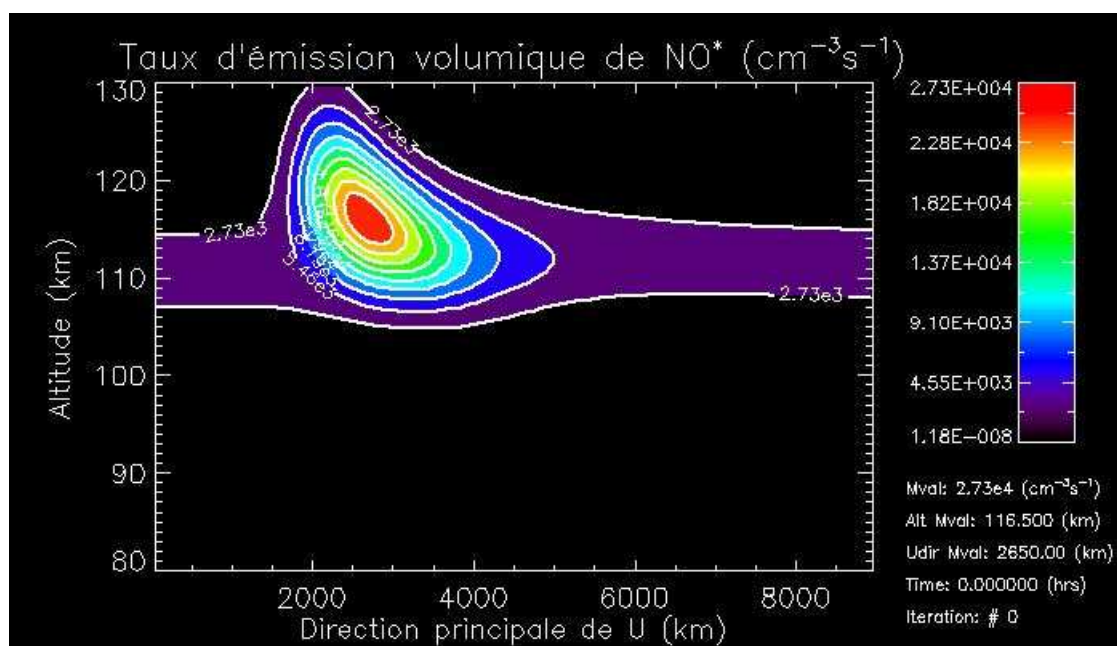


FIG. 6.37 – Distribution du taux d'émission volumique de NO^* à l'état stationnaire avec un apport supplémentaire localisé d'azote et d'oxygène atomiques.

6.5 Solution instationnaire bidimensionnelle avec apport de matière supplémentaire localisé à la frontière supérieure

6.5.1 Conditions aux limites

Dans cette section, les conditions limites imposées aux frontières gauche et inférieure du domaine sont identiques à celles adoptées dans la simulation précédente. En revanche, les flux d'azote et d'oxygène atomiques imposés à la frontière supérieure sont tels que :

- si $0 \leq t \leq 30020$ secondes ≈ 8.33 heures :
 - $\Phi_O = (\Phi_O)_{resul.}$,
 - $\Phi_N = (\Phi_N)_{resul.}$;
- si $t > 30020$ secondes ≈ 8.33 heures :
 - $\Phi_O = (\Phi_O)_{homo.}$,
 - $\Phi_N = (\Phi_N)_{homo.}$;

où les notations apparaissant dans les expressions ci-dessus sont à présent connues. Physiquement, cela revient à simuler un apport d'atomes d'oxygène et d'azote supplémentaire de manière localisé dans l'espace, mais aussi limité dans le temps.

6.5.2 Conditions initiales

Etant donné que l'on s'intéresse dans le cas présent à la solution instationnaire, les conditions initiales vont avoir une influence sur l'évolution spatio-temporelle de notre solution. Les conditions initiales que nous allons adopter pour cette simulation sont les densités numériques fournies par la solution stationnaire bidimensionnelle homogène selon x (solution stationnaire bidimensionnelle avec $\Phi_O = (\Phi_O)_{homo.}$, $\Phi_N = (\Phi_N)_{homo.}$, $\Phi_{NO} = 0 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et $\Phi_{O_2(1\Delta_g)} = 0 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Par ailleurs, c'est via l'injection de matière supplémentaire (atomes d'oxygène et d'azote) sur un intervalle de temps donné que nous allons provoquer une perturbation de l'état stationnaire bidimensionnel initial. Ensuite, nous laisserons le système se relaxer jusqu'à ce qu'il atteigne à nouveau l'état stationnaire.

6.5.3 Visualisation des résultats

Afin de visualiser l'évolution de la distribution spatiale au cours du temps des différentes densités numériques et des deux taux d'émission volumique, nous avons adopté un pas de temps de 20 secondes. Nous aurons donc à notre disposition l'état du système toutes les 20 secondes. L'association de ces différentes images va nous permettre de constituer un film reproduisant l'évolution spatio-temporelle depuis l'injection de matière supplémentaire jusqu'à la relaxation complète du système.

Bien évidemment, il est relativement difficile de rendre compte d'un processus dépendant du temps dans un document écrit. Cependant, nous allons présenter l'état du système à certains instants pour essayer néanmoins de visualiser l'évolution spatio-temporelle des taux d'émission volumique des deux airglows qui nous occupent. Par ailleurs, nous présenterons uniquement les densités numériques de N et de O, étant donné que ce sont elles qui régissent principalement le comportement des taux d'émission volumique. Exposons à présent les résultats :

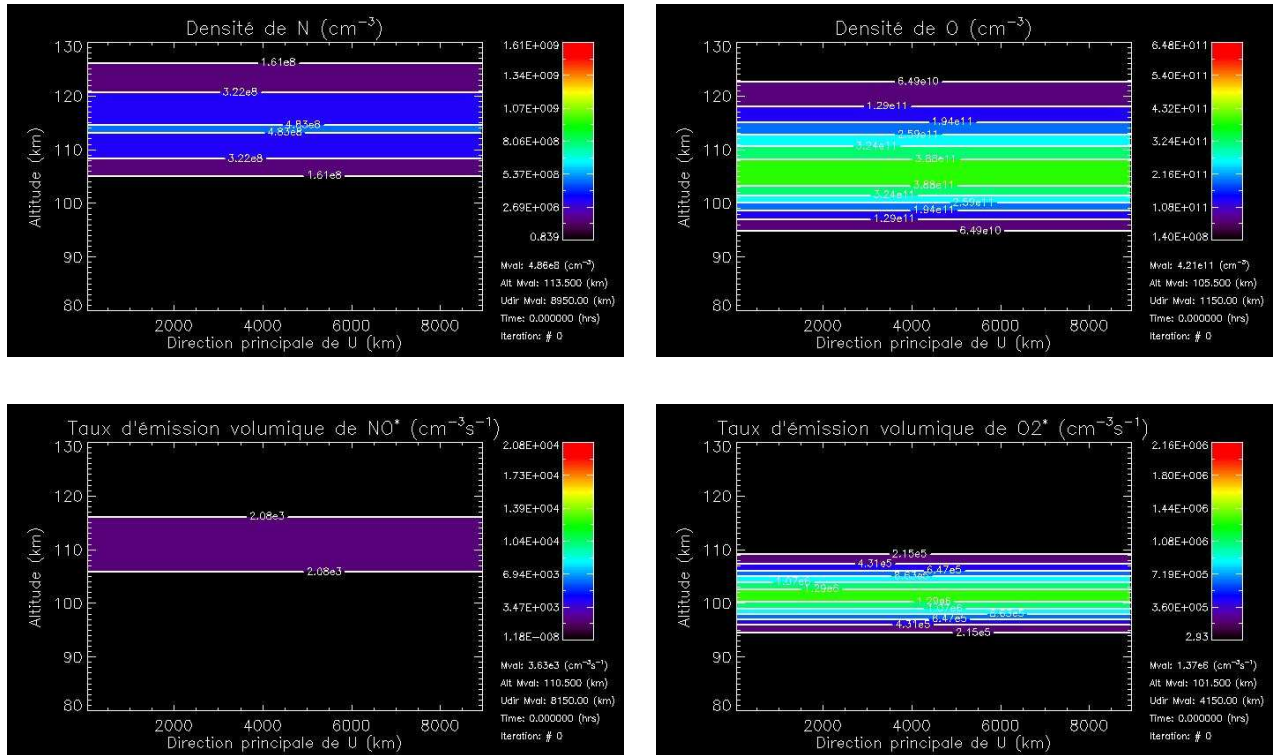


FIG. 6.38 – Instant initial.

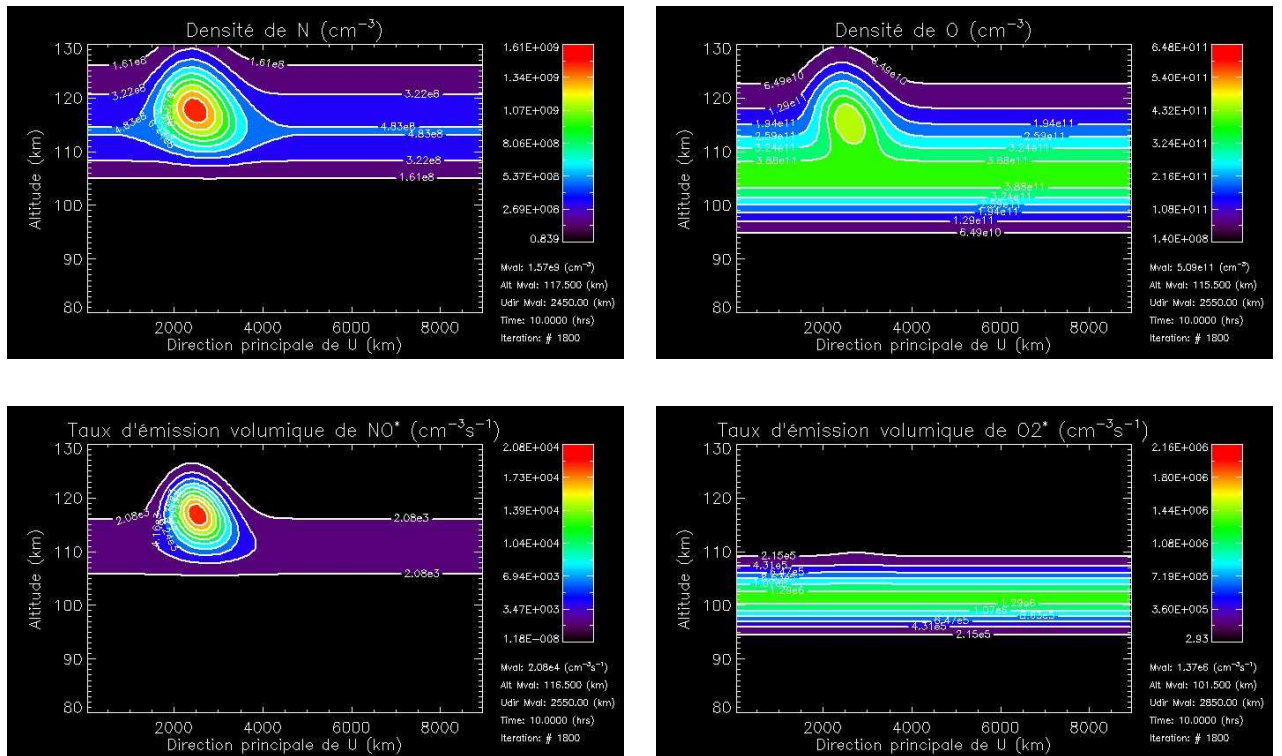


FIG. 6.39 – Instant $t = 10$ heures.

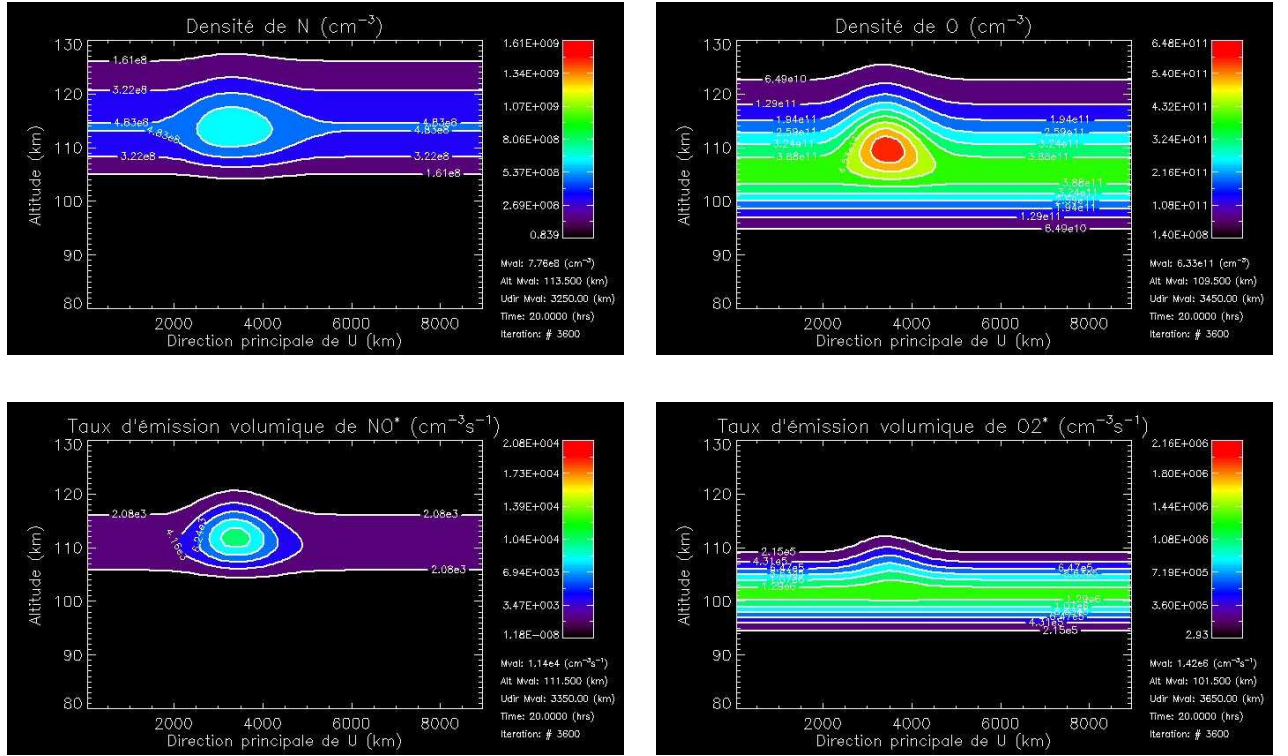


FIG. 6.40 – Instant $t = 20$ heures.

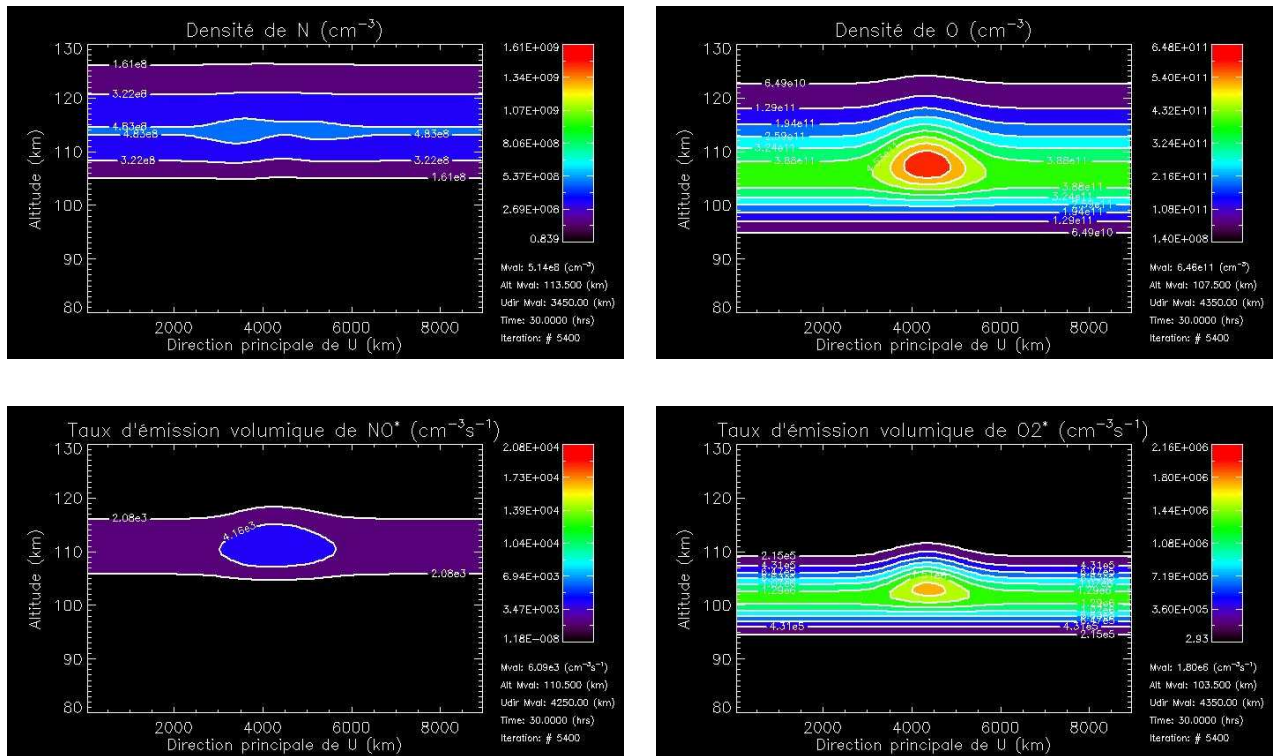


FIG. 6.41 – Instant $t = 30$ heures.

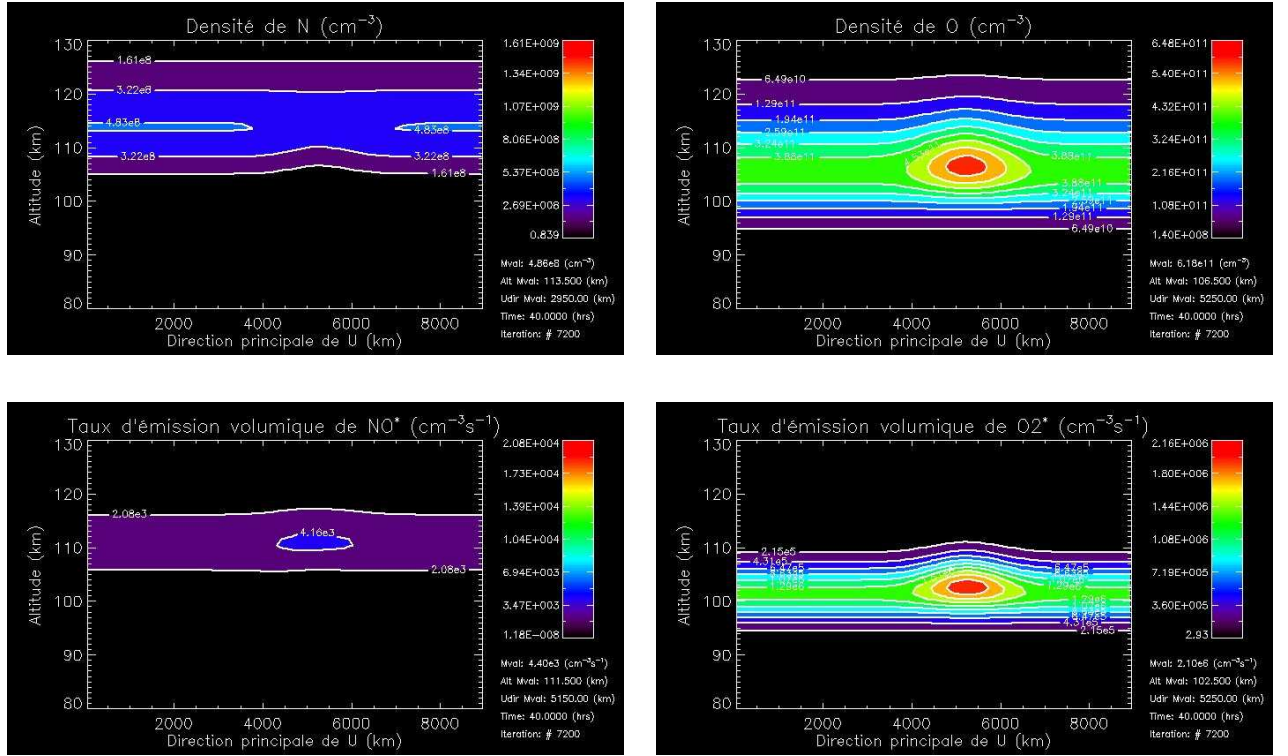


FIG. 6.42 – Instant $t = 40$ heures.

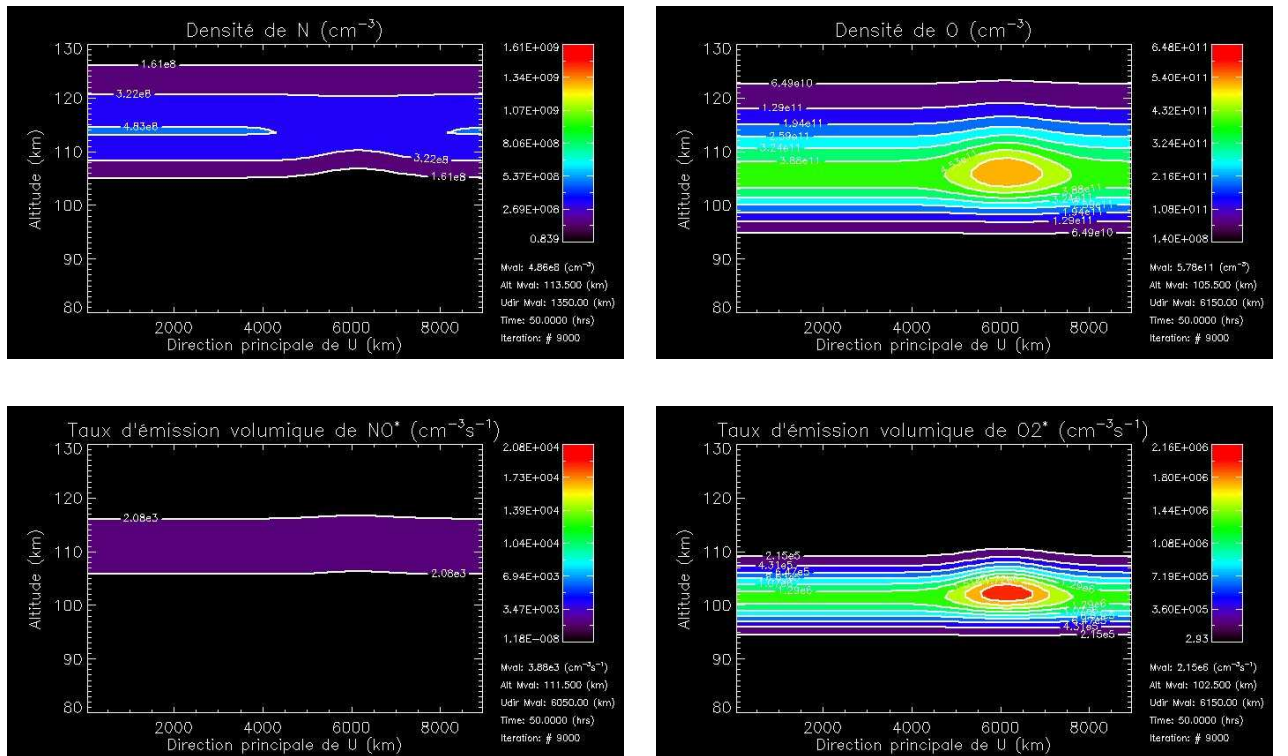


FIG. 6.43 – Instant $t = 50$ heures.

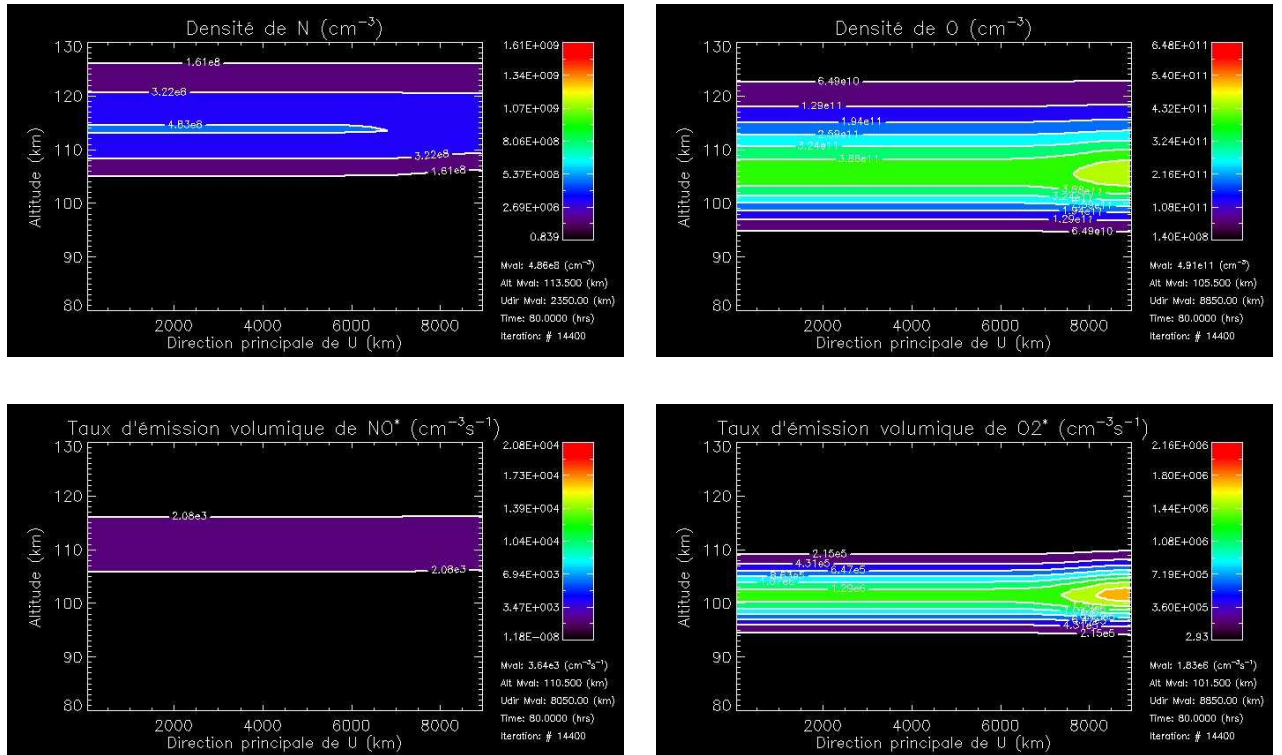


FIG. 6.44 – Instant $t = 80$ heures.

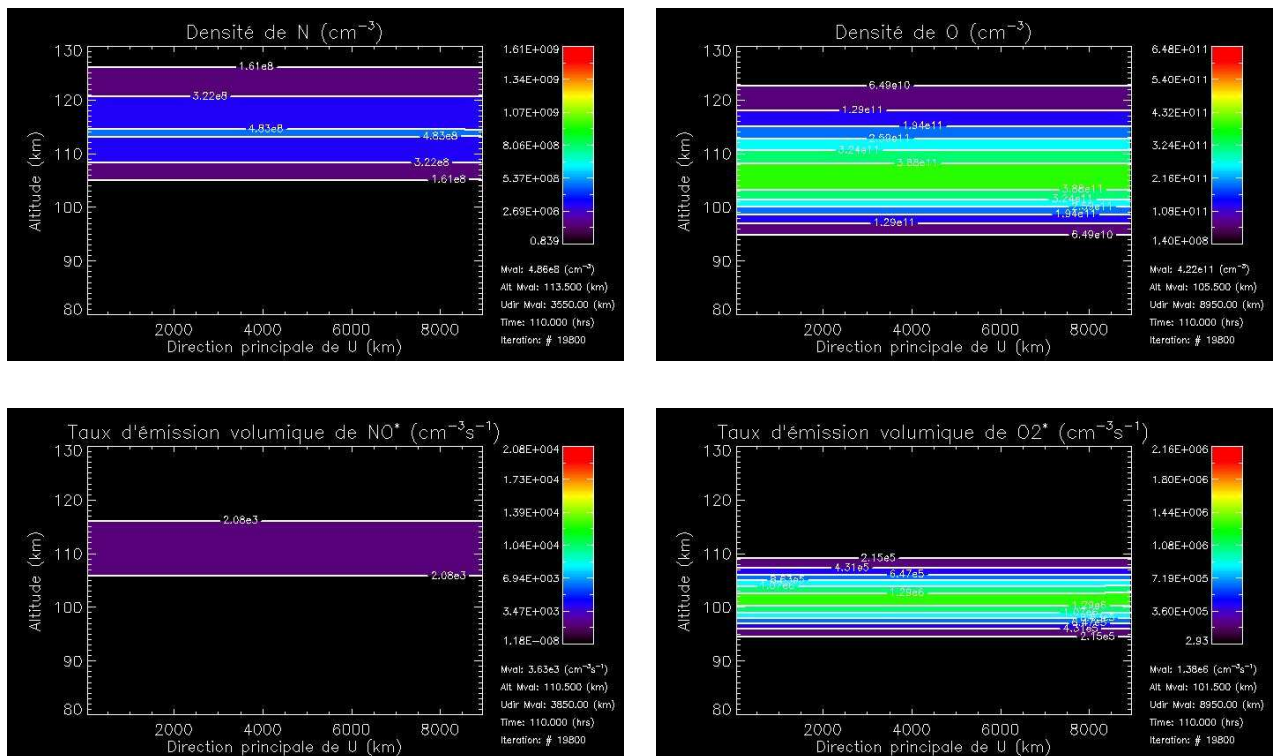


FIG. 6.45 – Instant $t = 110$ heures.

Comme on peut l'observer sur la figure 6.38, l'état initial adopté correspond bien à la solution stationnaire homogène selon x . Par ailleurs, on note clairement sur la figure 6.39, correspondant à l'état du système après 10 heures d'évolution, l'effet de l'injection supplémentaire d'atomes d'azote et d'oxygène telle que décrite dans la sous-section 6.5.1. Cependant, on observe une différence importante : d'une part, entre les comportements des densités numériques de N et O et d'autre part, entre les taux d'émission volumique de NO^* et $\text{O}_2(^1\Delta_g)$. En effet, on observe que la densité numérique de N est déjà très proche de sa valeur maximale, alors que celle de O pas encore. Etant donné que O est fortement excédentaire par rapport à N (environ un facteur 100) et que le taux de perte de O est principalement donné par le produit $k_1 \times n_N \times n_O$, une augmentation locale du flux de N n'aura pas une influence importante sur O comme nous l'avons discuté dans le cas stationnaire. Par ailleurs, le taux de perte principal de N est également donné par ce même produit, et comme N est, quant à lui, en proportion très faible par rapport à O, il va subir très fortement cet apport de N supplémentaire et il en résultera un temps de vie pour N plus faible que s'il n'y avait pas eu d'apport supplémentaire de N et de O (tel que décrit précédemment). Concernant le taux d'émission volumique de NO^* , on constate que sa distribution spatiale ressemble relativement fort à celle de N, ce qui est logique puisqu'il est donné par le produit $k_6 \times n_O \times n_N$; ce qui confirme bien l'analyse de *Stewart et al.* [1980] que nous avons déjà évoquée précédemment. En outre, on note que le taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ n'a pas encore été affecté par cet apport de matière, i.e. aucun pic significatif n'est visible à cet instant.

Après 20 heures d'évolution (figure 6.40), on observe que l'azote atomique injecté dans le système a déjà été presque entièrement consommé par l'oxygène atomique. Par ailleurs, le pic de ce dernier montre quant à lui une valeur élevée à présent. En effet, étant en excédent vis-à-vis de l'azote atomique, il n'a quasiment pas été affecté jusque là par ce dernier, et présente dès lors un taux de perte moindre puisque l'azote atomique excédentaire a déjà été consommé en grande partie. Quant aux taux d'émission volumique, on observe que le pic de l'émission de NO^* est en train de diminuer puisqu'il est étroitement lié à la densité numérique de N, alors que le pic de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ n'a pas encore évolué significativement. Ceci s'explique par le fait que le taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ augmente lorsque la densité numérique de CO_2 augmente, et comme nous l'avons déjà vu, cette dernière s'accroît avec la diminution de l'altitude. Par conséquent, le produit $k_4 \times n_O^2 \times n_{\text{CO}_2}$, source du taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$, n'a pas encore atteint son maximum.

La tendance générale lorsqu'on observe les clichés des instants suivants est l'augmentation progressive du pic du taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ et la diminution du pic du taux d'émission volumique de NO^* . Le pic de l'azote continue de décroître alors que celui de O continue d'augmenter, tout en diminuant d'altitude, ce qui augmente le produit $k_4 \times n_O^2 \times n_{\text{CO}_2}$, et donc le taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$.

Après 50 heures d'évolution (figure 6.43), on observe que le taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ est proche de sa valeur maximale (qu'il atteint après ~ 48 heures de simulation) alors que la densité numérique de O est quant à elle déjà éloignée de son maximum. Comme nous l'avons déjà évoqué, ce décalage temporel entre la densité numérique de O et le taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ provient essentiellement du profil de la densité numérique de CO_2 qui est telle que le produit $k_4 \times n_O^2 \times n_{\text{CO}_2}$ est maximum à une altitude plus faible, et donc il se manifeste plus tard dans le temps (i.e. il faut un certain temps pour que les atomes d'oxygène atteignent l'altitude où le produit $k_4 \times n_O^2 \times n_{\text{CO}_2}$ est maximum). Par ailleurs, on observe que le taux d'émission volumique de NO^* est déjà quasiment retourné à l'état sta-

tionnaire car les atomes d'azote injectés ont été recombines par réaction avec l'oxygène.

Après 80 heures d'évolution (figure 6.44), le taux d'émission volumique de NO^* a clairement déjà atteint son état stationnaire (et ce depuis ~ 15 heures). Quant à la densité numérique de N, on note qu'elle n'est pas encore homogène selon x . Concernant la densité numérique de O et le taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$, on observe qu'ils présentent encore une zone relativement intense, c'est-à-dire que l'excès d'atomes d'oxygène n'est pas encore complètement consommé par la réaction chimique (4.17).

Si l'on examine l'état du système après 110 heures d'évolution, on constate qu'à la fois les densités numériques de N et O et les taux d'émission volumique de NO^* et $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ ont retrouvé leur distribution spatiale initiale.

Suivi au cours du temps des maxima des taux d'émission volumique et de leur altitude

Les figures 6.46 et 6.47 représentent respectivement la distribution temporelle des maxima des taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ et NO^* . On note au travers de celles-ci que la valeur maximale du taux d'émission volumique de NO^* est atteinte beaucoup plus rapidement que celle du taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$. En effet, celui de NO^* est maximum après ~ 10 heures de simulation, c'est-à-dire environ une heure et demie seulement après l'arrêt de l'injection supplémentaire localisée d'atomes d'oxygène et d'azote, alors que celui de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ n'atteint son maximum qu'après ~ 47 heures de simulation, i.e. ~ 39 heures après l'arrêt de l'injection supplémentaire localisée.

Les figures 6.48 et 6.49, quant à elles, représentent respectivement les altitudes des maxima des taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ et NO^* . Notons que les sauts discontinus observés sur ces figures sont dus uniquement à la discrétisation de notre domaine. En effet, le pas spatial adopté selon la direction verticale z est de 1 km. De plus, on observe bien la décorrélation de l'altitude des deux maxima et on note que l'excursion en altitude est nettement moins importante pour $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ que pour NO^* .

Par ailleurs, il est intéressant de comparer les valeurs des maxima des taux d'émission volumique et des altitudes qui y sont associées de la solution stationnaire bidimensionnelle avec un apport supplémentaire continu localisé d'atomes d'oxygène et d'azote avec celles de la solution instationnaire traitée actuellement (où l'apport supplémentaire localisé d'oxygène et d'azote n'a lieu que pendant un intervalle de temps donné, ~ 8.33 heures).

	$I_{stat.}^{vol.}$ (photon $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$)	$I_{inst.}^{vol.}$ (photon $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$)	$z_{stat.}$ (km)	$z_{inst.}$ (km)
$\text{O}_2(^1\Delta_g)$	$\sim 3.53 \times 10^6$	$\sim 2.15 \times 10^6$	~ 103.5	~ 102.5
NO^*	$\sim 2.73 \times 10^4$	$\sim 2.1 \times 10^4$	~ 116.5	~ 116.5

TAB. 6.5 – Maxima des taux d'émission volumique et altitudes associées : solutions stationnaire et instationnaire.

A l'aide des résultats mis en évidence au tableau 6.5, on note que les deux taux d'émission volumique présentent des valeurs maximales plus grandes dans le cas stationnaire que dans le cas instationnaire. Ce comportement est attendu étant donné que l'apport supplémentaire d'atomes d'oxygène et d'azote est continu dans le cas stationnaire. On remarque également

une élévation de l'altitude du maximum pour le taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ dans le cas stationnaire. Ce comportement est logique puisqu'avec un apport supplémentaire continu d'atomes d'oxygène, le produit $k_4 \times n_O^2 \times n_{CO_2}$ atteint son maximum à une altitude supérieure.

Maximum des taux d'émission volumique au cours du temps

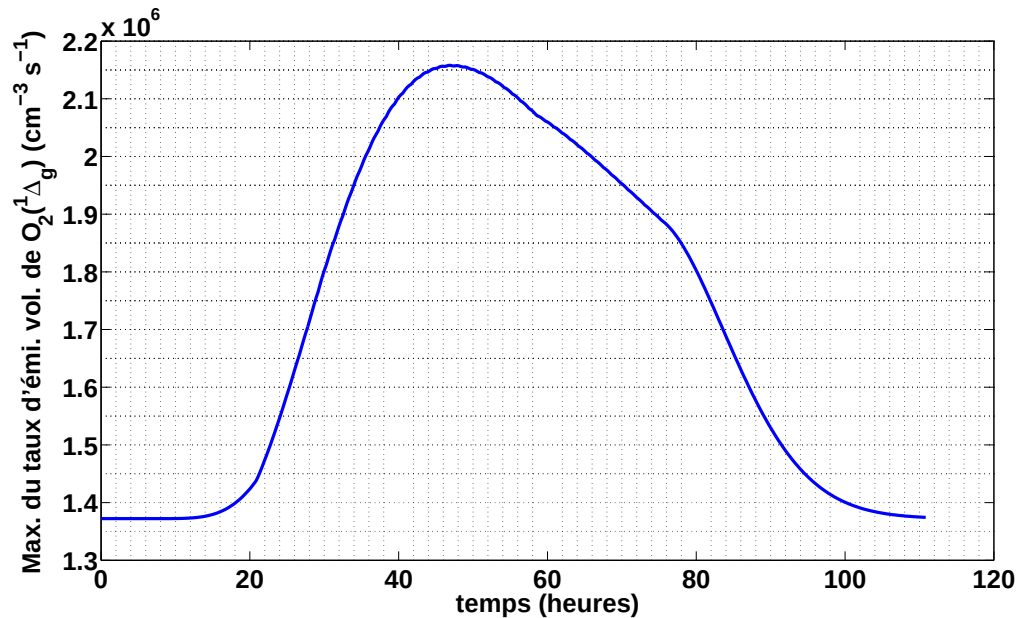


FIG. 6.46 – Maximum du taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ en fonction du temps.

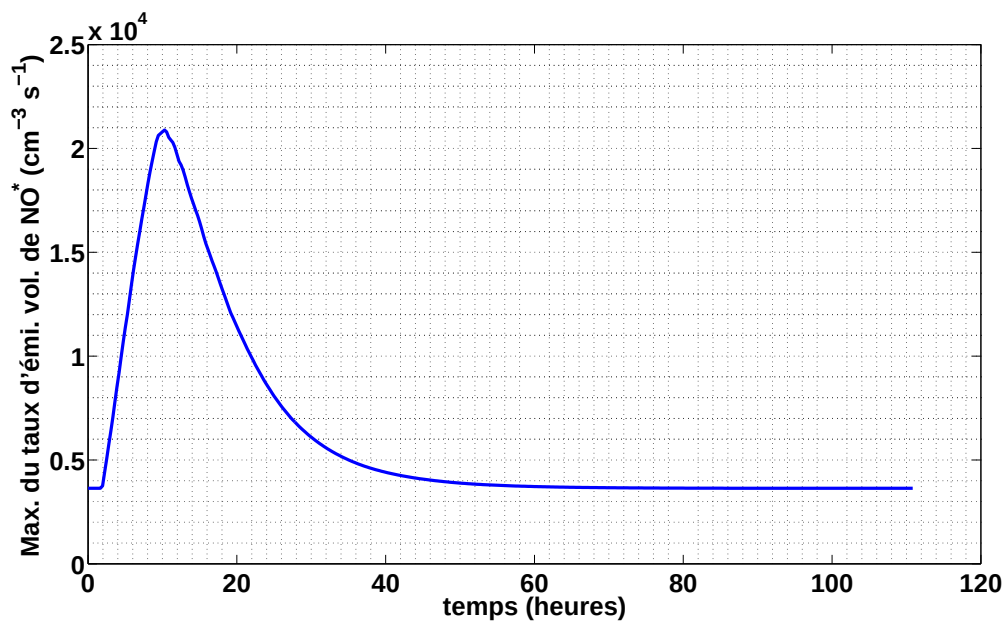


FIG. 6.47 – Maximum du taux d'émission volumique de NO^* en fonction du temps.

Altitude des taux d'émission volumique au cours du temps

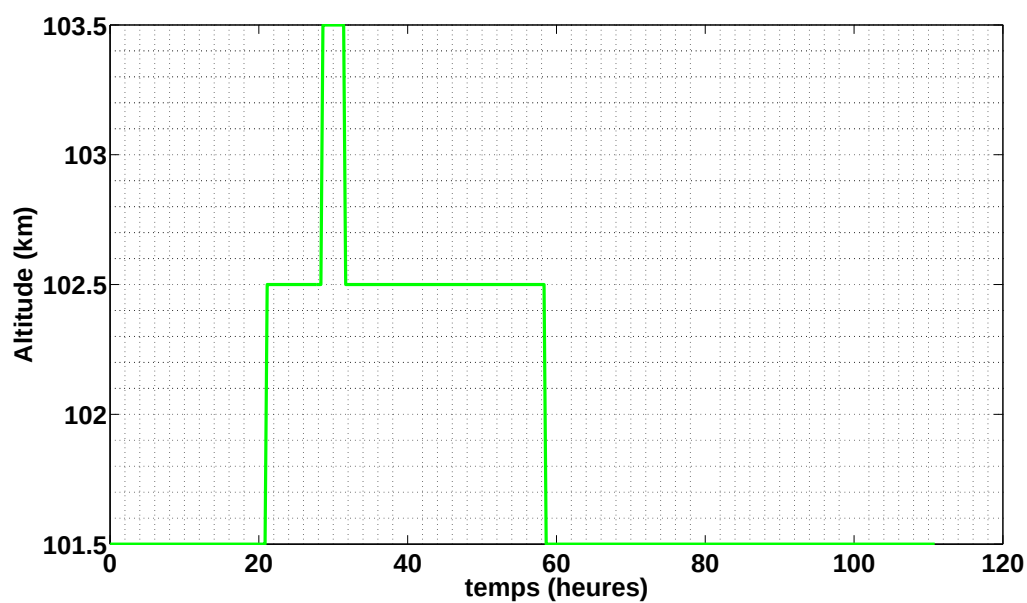


FIG. 6.48 – Altitude du maximum du taux d'émission volumique de $O_2(^1\Delta_g)$ en fonction du temps.

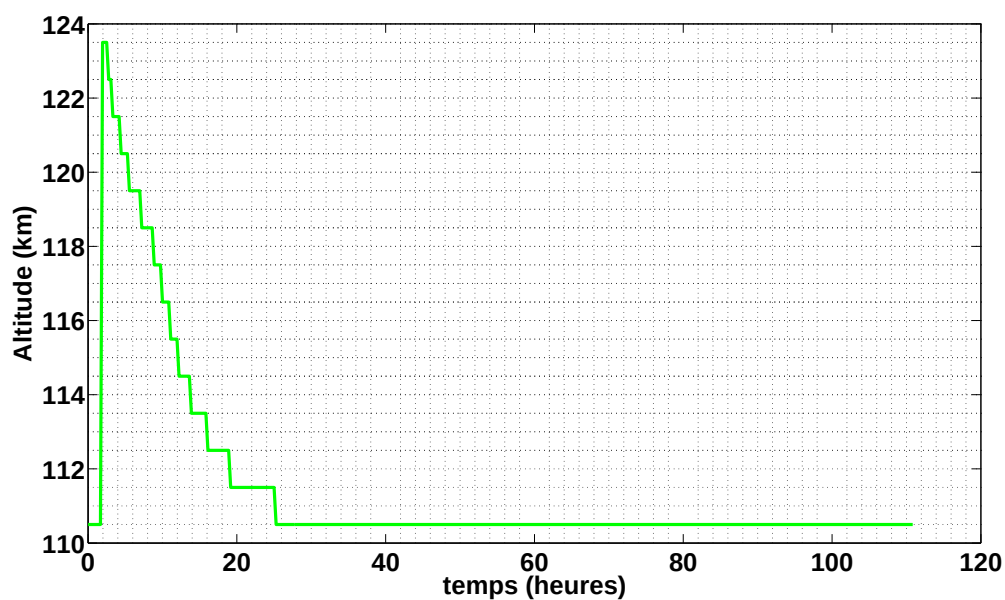


FIG. 6.49 – Altitude du maximum du taux d'émission volumique de NO^* en fonction du temps.

Simulations illustrant d'autres scénarios

Nous souhaitons informer le lecteur qu'un certain nombre de scénarios différents de ceux présentés dans ce chapitre ont été simulés à l'aide de notre modèle numérique. L'ensemble des vidéos et images relatives à ces simulations sont actuellement regroupées sur un DVD, qui sera très prochainement remis aux différents membres du jury.

Conclusions

Les airglows infrarouge de $O_2(^1\Delta_g)$ et ultraviolet de NO^* sont des indicateurs indirects de la dynamique atmosphérique de Vénus. Etant donné que les mesures in situ des vents se révèlent délicates dans la région de transition entre les deux régimes de circulation principaux (circulation SS-AS thermosphérique et super-rotation zonale rétrograde au niveau de la partie supérieure des nuages), l'étude de l'évolution spatio-temporelle de ces phénomènes lumineux s'avère être une opportunité intéressante d'améliorer nos connaissances relatives à la circulation atmosphérique de Vénus.

Par ailleurs, vu la multitude de processus physiques (advection, diffusion) et chimiques qui interviennent dans la formation de ces airglows IR et UV et le couplage existant entre ceux-ci, il est clair qu'il était indispensable de traiter ce type de problème numériquement pour obtenir une quantification du rôle relatif des processus chimiques et physiques.

Notre modèle numérique a été construit en adoptant une approche progressive. En effet, nous sommes partis d'un modèle unidimensionnel prenant en compte uniquement la chimie du problème et le transport vertical. Ensuite, une étude de sensibilité a été réalisée sur ce modèle de base, dans le but d'ajuster au mieux les différents paramètres de ce dernier avec les observations. Elle a également permis de comprendre le contrôle exercé sur les densités numériques des espèces et les intensités et altitudes des airglows par les différents paramètres du modèle. De plus, cette étude nous a permis de nous rendre compte qu'il était effectivement difficile d'ajuster l'altitude des maxima des deux airglows en même temps. Des modèles complexes tridimensionnels tel que le VTGCM (Venus thermospheric general circulation model) ne permettent pas d'obtenir la bonne altitude pour les deux maxima simultanément, il était donc probable qu'il en soit de même pour notre modèle bidimensionnel. Nous avons donc choisi les paramètres de notre modèle de manière telle que l'altitude du maximum de l'airglow IR de $O_2(^1\Delta_g)$ soit située à l'altitude effectivement observée en moyenne. Les paramètres étant fixés, nous avons ensuite introduit le transport horizontal dans notre modèle.

Dans un premier temps, nous avons simulé un apport d'atomes d'oxygène et d'azote homogène sur l'ensemble de la frontière supérieure de notre domaine de résolution. Physiquement, cela revient à imaginer que cet apport d'atomes est uniforme sur une région étendue de ~ 8900 km, ce qui n'est pas réaliste puisque l'on constate au travers des différentes observations que les taches brillantes révèlent des zones plus ou moins concentrées en atomes d'oxygène et d'azote apparaissant localisées dans l'espace.

Dans un second temps, nous avons imaginé une intensification de l'apport d'atomes d'oxygène et d'azote sur une zone limitée spatialement de la frontière supérieure de notre domaine. De plus, nous avons donné une forme gaussienne à cette injection supplémentaire de matière dans le but d'être le plus réaliste possible. En effet, lorsqu'un apport additionnel de matière a effectivement lieu dans une région spatiale donnée, la région qui lui est directement adjacente ressent également cet apport intensifié de manière plus ou moins forte. Par ailleurs, l'injection additionnelle a été menée de manière constante pendant l'ensemble de la simulation (pas de variation au cours du temps) jusqu'à ce que l'état stationnaire soit atteint. Les résultats issus de cette simulation se sont révélés très instructifs. En effet, nous avons mis en évidence, par

l'intermédiaire de notre modèle numérique, ce que *Gérard et al.* [2009] ont proposé en traitant les observations de VIRTIS et SPICAV. Les maxima des deux taux d'émission volumique sont très nettement décorrélés spatialement. On note un écart horizontal d'approximativement 3200 km, ce qui, à l'équateur, correspond environ à 2 heures en terme d'angle horaire. De plus, l'écart en altitude de ces maxima est de 13 km, ce qui est relativement en bon accord avec l'écart moyen de 15 km observé. L'analyse réalisée par *Stewart et al.* [1980], qui indiquait que la distribution spatiale de l'airglow UV de NO^* reflète celle du flux d'azote atomique, a également pu être mise en évidence par notre modèle. En effet, le maximum du taux d'émission volumique est situé à proximité de l'injection additionnelle d'atomes d'azote et d'oxygène. En revanche, le maximum du taux d'émission volumique de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ est situé à plus de 3850 km du centre de la zone d'injection intensifiée. Ceci nous indique que l'airglow UV est un meilleur indicateur que l'airglow IR de la distribution géographique des variations de flux d'atomes sur la face nocturne de Vénus.

Ensuite, nous avons simulé ce même apport additionnel d'atomes d'azote et d'oxygène spatialement localisé à la frontière supérieure de notre domaine, mais cette fois, sur une durée limitée dans le temps. Physiquement, on imagine un apport intensifié sur une durée plus ou moins longue et dans une région de l'espace donnée. Il est raisonnable de penser qu'il en soit ainsi en réalité, en raison des observations rapportées par *Hueso et al.* [2008] illustrant la grande variabilité spatio-temporelle de l'airglow IR de $\text{O}_2(^1\Delta_g)$. Lorsque l'on compare les résultats de cette dernière simulation avec ceux où l'apport supplémentaire d'atomes d'azote et d'oxygène était constant durant toute la simulation, on constate que les maxima des deux airglows présentent des valeurs plus importantes lorsque l'apport intensifié d'atomes est continu. Ce résultat est logique étant donné que les taux d'émission volumique IR et UV augmentent avec les densités numériques de O et N. De plus, on note également que les airglows atteignent leur maximum à une altitude plus élevée ou égale et à une distance horizontale plus proche du lieu de l'injection supplémentaire d'atomes d'oxygène et d'azote, dans la situation où cette dernière est continue dans le temps.

Enfin, nous sommes conscients des limites de ce modèle bidimensionnel. En effet, dans l'optique de l'améliorer, il serait intéressant d'adopter une géométrie plus réaliste où l'on tient compte de la courbure de la planète. De plus, lorsque la distribution spatiale de la vitesse des vents et leur cisaillement seront mieux caractérisés et quantifiés (ce que devraient permettre les futures observations de la mission Venus Express), on pourra utiliser un profil de vent plus complexe que celui adopté dans le cas présent (vitesse horizontale u indépendante de x et transport vertical contrôlé entièrement par le paramètre A intervenant dans le coefficient de diffusion turbulente) tout en veillant à satisfaire l'équation de continuité. Par ailleurs, si l'on veut obtenir une analyse spatio-temporelle plus fine, il serait judicieux d'utiliser des discrétisations spatiale et temporelle de précision plus élevée. Tout dépend bien entendu de l'objectif poursuivi.

Néanmoins, ce modèle numérique nous a permis de mettre en évidence les décorrélations existant entre les deux airglows, tant au niveau spatial que temporel. Celles-ci découlent du transport horizontal et des durées de vie différentes des deux types d'atomes. C'était bien l'objectif principal poursuivi en construisant ce modèle.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Emile Biémont. *Spectroscopie moléculaire*. De Boeck Université, 2008.
- [2] S.W. Bougher, S. Rafkin, and P. Drossart. Dynamics of the Venus upper atmosphere : Outstanding problems and new constraints expected from Venus Express. *Planetary and Space Science*, 54, 1371-1380, doi :10.1016/j.pss.2006.04.023, 2006.
- [3] I.M. Campbell and C.N. Gray. Rate constants for O(3P) recombination and association with N(4S). *Chemical Physics Letters*, 18(4), 607-609, 1973.
- [4] I.M. Campbell and B.A. Thrush. Behavior of carbon dioxide and nitrous oxide in active nitrogen. *Transactions of the Faraday Society*, 62, 3366-3374, 1966.
- [5] T. J. Chung. *Computational Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, 2002.
- [6] C. Cox, A. Saglam, J.-C. Gérard, J.-L. Bertaux, F. Gonzáles-Galindo, F. Leblanc, and A. Reberac. Distribution of the ultraviolet nitric oxide Martian night airglow : Observations from Mars Express and comparisons with a one-dimensional model. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 113, E08012, doi :10.1029/2007JE003037, 2008.
- [7] A. Dalgarno, J.F. Babb, and Y. Sun. Radiative association in planetary atmospheres. *Planetary Space Science*, 40, 243-246, 1992.
- [8] C. de Bergh, V.I. Moroz, F.W. Taylor, D. Crisp, B. Bézard, and L.V. Zasova. The composition of the atmosphere of Venus below 100 km altitude : An overview. *Planetary and Space Science*, 54, 1389-1397, 2006.
- [9] Claude Delannoy. *Apprendre le C++*. Eyrolles, 2007.
- [10] Robert E. Dickinson and E.C. Ridley. A Numerical Model for the Dynamics and Composition of the Venusian Thermosphere. *National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colo. 80303*, 21 March 1975.
- [11] P. Drossart, G. Piccioni, A. Adriani, F. Angrilli, G. Arnold, K.H. Baines, G. Bellucci, J. Benkhoff, B. Bézard, J.-P. Bibring, A. Blanco, M.I. Blecka, R.W. Carlson, A. Coradini, A. Di Lellis, T. Encrenaz, S. Erard, S. Fonti, V. Formisano, T. Fouchet, R. Garcia, R. Haus, J. Helbert, N.I. Ignatiev, P.G.J. Irwin, Y. Langevin, S. Lebonnois, M.A. Lopez-Valverde, D. Luz, L. Marinangeli, V. Orofino, A.V. Rodin, M.C. Roos-Serote, B. Saggin, A. Sánchez-Lavega, D.M. Stam, F.W. Taylor, D. Titov, G. Visconti, M. Zambelli, R. Hueso, C.C.C. Tsang, C.F. Wilson, and T.Z. Afanasenko. Scientific goals for the observations of Venus by VIRTIS on ESA/Venus Express Mission. *Planetary and Space Science*, 55, 1653-1672, doi :10.1016/j.pss.2007.01.003, 2007.
- [12] Gisela Engeln-Müllges and Frank Uhlig. *Numerical algorithms with C*. Springer, 1996.
- [13] Joel H. Ferziger and Milovan Perić. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer, 3rd Edition, 2002.
- [14] J.L. Fox. Rate coefficient for the reaction N+NO. *Journal of Geophysical Research*, 99, 6273-6276, 1994.
- [15] J.L. Fox and S.W. Bougher. Structure, luminosity, and dynamics of the Venus thermosphere. *Space Science Reviews*, 55, 357, 1991.
- [16] J.-C. Gérard, C. Cox, A. Saglam, J.-L. Bertaux, E. Villard, and C.Nehmé. Limb observations of the ultraviolet nitric oxide nightglow with spicav on board Venus Express. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 113, E00B03, doi :10.1029/2008JE003078, 2008.

-
- [17] J.-C. Gérard, C. Cox, L. Soret, A. Saglam, G. Piccioni, J.-L. Bertaux, and P. Drossart. Concurrent observations of the ultraviolet nitric oxide and O₂ Infrared Atmospheric nightglow emissions with Venus Express. *Submitted to Journal of Geophysical Research*, 2009.
 - [18] A.E. Hedin, H.B. Niemann, and W.T. Kasprzak. Global Empirical Model of the Venus Thermosphere. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 88, No. A1, 73-83, January 1, 1983.
 - [19] R. Hueso, A. Sánchez-Lavega, G. Piccioni, P. Drossart, J.-C. Gérard, I. Khatuntsev, L. Zasova, and A. Migliorini. Morphology and dynamics of Venus oxygen airglow from Venus Express/Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer observations. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 113, E00B02, doi :10.1029/2008JE003081, 2008.
 - [20] W. Hundsdorfer and J.G. Verwer. *Numerical Solution of Time-Dependent-Advection-Diffusion-Reaction Equations*. Springer, 2007.
 - [21] Mark Z. Jacobson. *Fundamentals of Atmospheric Modeling*. Cambridge University Press, 2005.
 - [22] Jean-Loup Bertaux, D. Nevejans, O. Korablev, E. Villard, E. Quémerais, E. Neefs, F. Montmessin, F. Leblanc, J.P. Dubois, E. Dimarellis, A. Hauchecorne, F. Lefèvre, P. Rannou, J.Y. Chaufray, M. Cabane, G. Cernogora, G. Souchon, F. Semelin, A. Reberac, E. Van Ransbeek, S. Berkenbosch, R. Clairquin, C. Muller, F. Forget, F. Hourdin, O. Talagrand, A. Rodin, A. Fedorova, A. Stepanov, I. Vinogradov, A. Kiselev, Yu. Kalinnikov, Georges Durré, B. Sandel, A. Stern, and J.-C. Gérard. SPICAV on Venus Express : Three spectrometers to study the global structure and composition of the Venus atmosphere. *Planetary and Space Science*, 55, 1673-1700, doi :10.1016/j.pss.2007.01.016, 2007.
 - [23] George Em Karniadakis and Robert M. Kirby II. *Parallel Scientific Computing in C++ and MPI*. Cambridge University Press, 2005.
 - [24] S.M. Newman, I.C. Lane, A.J. Orr-Ewing, D.A. Newnham, and J. Ballard. Integrated absorption intensity and Einstein coefficients for the O₂ a¹Δ_g – X³Σ_g⁻ (0,0) transition : A comparison of cavity ringdown and high resolution Fourier transform spectroscopy with a long-path absorption cell. *Journal of Chemical Physics*, 110, 10749-10757, 1999.
 - [25] R.G. Roble and J.M. Gary. The effect of horizontal transport on auroral NO densities. *Geophysical Research Letters*, Vol. 6, No. 9, 703-706, September 1979.
 - [26] K. Schäfer, R. Haus, H. Goering, and R. Dubois. Venus mesosphere radiative transfer simulations on the basis of Venera-15 FTIR-experiment. *Advances in Space Research*, Vol.15, No.4, pp.(4)69-(4)72, 1995.
 - [27] A. Sieff. Temperature structure of the Venus atmosphere. In :*Venus. University of Arizona Press, Tucson, AZ*, pp. 215-279, 1983.
 - [28] A. Sieff, J.T. Schofield, A.J. Kliore, F.W. Taylor, S.S. Limaye, H.E. Revercomb, L.A. Sromovsky, V.V. Kerzhanovich, V.I. Moroz, and M.Y. Marov. Models of the structure of the atmosphere of Venus from the surface to 100 km altitude. *Advances in Space Research*, 5, 3-58, 1985.
 - [29] T.G. Slanger, D.L. Huestis, P.C. Cosby, N.J. Chanover, and T.A. Bida. The Venus nightglow : Ground-based observations and chemical mechanisms. *Icarus*, 182, 1-9, 2006.
 - [30] H. Svedhem, D.V. Titov, F.W. Taylor, and O. Witasse. Venus as a more Earth-like planet. *Nature*, Vol. 450, 629-632, 2007.
 - [31] Fredric W. Taylor. Venus before Venus Express. *Planetary and Space Science*, 54, 1249-1262, 2006.
-

- [32] D.V. Titov, H. Svedhem, D. Koschny, R. Hoofs, S. Barabash, J.-L. Bertaux, P. Drossart, V. Formisano, B. Häusler, O. Korablev, W.J. Markiewicz, D. Nevejans, M. Pätzold, G. Piccioni, T.L. Zhang, D. Merritt, O. Witasse, J. Zender, A. Accomazzo, M. Sweeney, D. Trillard, M. Janvier, and A. Clochet. Venus Express science planning. *Planetary and Space Science*, 54, 1279-1297, 2006.
- [33] M.G. Tomasko, R. Boese, A.P. Ingersoll, A.A. Lacis, S.S. Limaye, J.B. Pollack, A. Seiff, A.I. Stewart, V.E. Suomi, and F.W. Taylor. The thermal balance of the atmosphere of Venus. *Space Science Reviews*, 20, 389-412, 1977.
- [34] U. von Zahn, K.H. Fricke, H.J. Hoffmann, and K. Pelka. Venus : Eddy coefficients in the thermosphere and in the inferred helium content of the lower atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 6, 337-340, doi :10.1029/GL006i005p00337, 1979.
- [35] Y.L. Yung and W.B. Demore. Photochemistry of the stratosphere of Venus : Implications for atmospheric evolution. *Icarus*, 51, 199-247, 1982.