



HAL
open science

Étude des effets des entrées énergétiques dans les atmosphères de Vénus, Mars et Titan

Guillaume Gronoff

► **To cite this version:**

Guillaume Gronoff. Étude des effets des entrées énergétiques dans les atmosphères de Vénus, Mars et Titan. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT : . tel-00400638

HAL Id: tel-00400638

<https://theses.hal.science/tel-00400638>

Submitted on 1 Jul 2009

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

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

Université Joseph Fourier– Grenoble 1

THÈSE

pour obtenir le grade de **DOCTEUR** de l'Université Joseph Fourier

Spécialité : « Astrophysique et milieux dilués »

préparée au Laboratoire de Planétologie de Grenoble, UJF/CNRS

Présentée et soutenue publiquement par

Guillaume GRONOFF

le 15 Juin 2009

Titre :

**Étude des effets des entrées énergétiques
dans les atmosphères de Vénus, Mars et
Titan**

sous la direction de Jean Lilensten

JURY

Gilles HENRI	Professeur, UJF	Président du Jury
Eric CHASSEFIÈRE	Directeur de recherche, SA	Rapporteur
Michel DOBRIJEVIC	Maître de Conférences, Université Bordeaux 1	Rapporteur
Alan AYLWARD	Professeur, UCL	Examineur
Laurent DESORGHER	Entrepreneur, SpaceIT GmbH	Examineur
Jean LILENSTEN	Directeur de recherche, LPG	Directeur de thèse

Dedication

“It looked insanely complicated, and this was one of the reasons why the snug plastic cover it fitted into had the words DON’T PANIC printed on it in large friendly letters”

— Douglas ADAMS, *The Hitchhiker’s guide to the Galaxy*

Cette thèse a été préparée au Laboratoire de Planétologie de Grenoble,
UJF/CNRS, France.

Abstract

Energetic inputs in planetary atmospheres. Titan, Venus and Mars.

Aeronomy is a multi disciplinary field with the aim of studying the relationship between the Earth or other planet atmospheres and the particles precipitation from space. Aeronomy was primarily the study of the Earth atmosphere, and its relations with the solar wind. In this thesis, I extended the standard aeronomy researches to higher energy and to other planets.

In a first part, I modified the Trans* codes to study the doubly charged ions, in the upper atmosphere of Venus. In that frame, I used the highest energies of the standard studies of planetary ionospheres. That work also permitted to improve studies on the Venusian (and Martian) ionosphere-thermosphere emissions, and raised the issue of the mechanism leading to the green line in CO₂-rich atmospheres.

In a second part, I studied the precipitation of electrons along magnetic field lines embedded in the atmosphere of Titan. Giving a new approach on particle precipitation in the mesosphere of this saturnian satellite.

In a third part, I used the Planetocomic code to implement the computation of cosmic ray impact in the Titan atmosphere. Moreover, a proton precipitation code was added to that code to compute the whole ion production in the atmosphere (from electron and photon productions in the upper atmosphere to the lower atmosphere with the cosmic rays). Those productions were used as an input for chemical models to understand the whole chemical-physical processes in Titan.

The theoretical work performed in this thesis has been successfully compared to space missions Mars Express, Venus Express and Cassini-Huygens.

Keywords : Planetary ionospheres – Airglow – Comparative planetology – Numerical modeling – Cosmic rays – Particle precipitation – Titan – Venus – Mars

Résumé

L'aéronomie, est un sujet de recherche interdisciplinaire, dont le but est la compréhension des relations entre les atmosphères de la Terre ou des autres planètes et les précipitations de particules (y compris les photons) depuis l'espace. Dans cette thèse, j'ai étendu le cadre standard de l'aéronomie vers les hautes énergies et les autres planètes.

Dans une première partie, j'ai modifié les codes de type Trans* pour étudier les ions doublement chargés dans la haute atmosphère de Vénus. Dans cette optique, j'ai utilisé les plus grandes énergies des études standard des hautes atmosphères planétaires. Ce travail a aussi permis d'améliorer la connaissance des émissions ionosphériques et thermosphériques de Vénus (et de Mars), et pose le problème des mécanismes de création de la raie verte de l'oxygène dans les atmosphères riches en CO₂.

Dans une seconde partie, j'ai étudié les précipitations d'électrons le long des lignes de champ magnétiques drapées dans l'atmosphère de Titan, donnant ainsi une nouvelle approche à l'étude de la précipitation de particules dans la mésosphère de ce satellite de Saturne.

Dans une dernière partie, j'ai utilisé le code Planetocomic pour calculer l'impact des rayons cosmiques dans l'atmosphère de Titan. De plus, une partie sur la précipitation de protons a été ajoutée, de manière à calculer l'ionisation totale dans l'atmosphère (depuis l'ionisation par les électrons et les photons dans la haute atmosphère, à celle induite par les rayons cosmiques dans la basse atmosphère). Ces productions sont utilisées comme entrées pour des modèles chimiques, dans le but de comprendre l'ensemble des processus physico-chimiques dans l'atmosphère de Titan.

Le travail effectué au cours de cette thèse a permis quelques comparaisons avec les missions Mars Express, Vénus Express et Cassini-Huygens.

Mots clés : Ionosphères planétaires – Émissions lumineuses – Planétologie comparée – Simulation – Rayons cosmiques – Précipitation de particules – Titan – Venus – Mars

Remerciements

Sur la question des remerciements, mon prédécesseur, C. Simon pour ne pas le citer, avait déclaré que l'on ne pouvait pas se contenter d'un "Joyeux Merci". C'est pourtant ce que je ferais ici. Bon, avec quand même une mention spéciale pour tout ceux qui m'ont aidé, et m'ont lancé dans le bain : Jean, Mathieu, Cyril, Roland, Odile et Fred ; sans oublier Laurent qui m'a élevé au niveau cosmique ! Merci aussi aux copains du labo. Étant donné que j'écris ce chapitre au début de la thèse, et que je n'ai pas trop envie de le voir bouger, je vais pas donner les noms !

Bon, je vais quand même donner un autre "Joyeux Merci" à ma famille et à Nico, qui m'ont permis de tester les bières artisanales de la région (à qui j'aurais dit merci aussi si je n'avais préféré les boire).

Donc :

Joyeux Merci

Sur l'album de la conthèse

“Un beau message spatial”. Jöel Martin

Ai-je déjà fait une belle thèse ? Un chimiste, qui fut au CNRS, me le dira peut-être. A force de trop parler de chimie et de math, on me dit “Titan t'accule”. Et à ceux qui me diront que la conthèse n'est pas le tout de mon cru, je dirais que cette thèse n'est pas aberrante. Dans cette fac, il faut trimer pour réussir, mais on y apprend que pour Newton, les effets des forces, c'était la malle aux trouvailles. Nos détracteurs, qui ne comprennent pas que cette fac est animée, nous parlent tout le temps du cout des fouilles, ainsi que de postes peu utiles. Il nous est alors difficile de dire non aux salaires modiques. Pourtant, alors que les sages s'excitent, faire une thèse, c'est savoir communiquer avec plein de gens.

Table des matières

Introduction	1
I Entrées énergétiques dans la haute atmosphère de Vénus (Photons et électrons de basse énergie)	5
Chapitre 1 : Entrées de basse énergie (eV) : le noyau «Trans*»	9
1.1 Introduction	9
1.2 Le noyau Trans*	9
1.2.1 La photoionisation	10
1.2.2 Productions par impact électronique (ionisation secondaire ou précipitations électroniques)	12
1.2.3 Conclusions	17
Chapitre 2 : Étude de la haute atmosphère de Vénus	19
2.1 Vénus	20
2.2 Le modèle de haute atmosphère	21
2.2.1 Les modèles préalables	21
2.2.2 Le modèle photochimique simple	23
2.2.3 Les ionisations prises en compte	25
2.3 Les processus d'excitation des espèces présentes dans la haute atmo- sphère de Vénus	25
2.3.1 Pour l'oxygène atomique O	25
2.3.2 Pour le CO ₂	27
2.3.3 Pour le CO	28
2.3.4 Pour l'O ₂	28
2.4 Modélisation des émissions thermosphériques dans l'atmosphère de Vénus	29
2.4.1 Calcul des émissions de l'oxygène atomique neutre	29

2.4.2	Calcul des émissions du CO	35
2.4.3	Calcul des émissions du CO ₂ ⁺	36
2.4.4	Calcul des émissions de l'azote	37
2.4.5	Calcul des émissions de l'azote moléculaire ionisé	38
2.4.6	Calcul des émissions de l'azote atomique (neutre et ionisé)	39
2.4.7	O ₂ et NO	39
2.5	Conclusion	39

Chapitre 3 : Les résultats des simulations TransVenus 43

3.1	La production ionique et la concentration de dications	43
3.1.1	Les productions ioniques calculées par le modèle TransVenus	43
3.1.2	Le calcul de la concentration de dications	44
3.1.3	La chimie des dications dans l'atmosphère de Vénus	44
3.1.4	Les résultats	48
3.1.5	La confrontation avec les observations	48
3.2	Les émissions thermosphériques	53
3.2.1	Les résultats côté jour	53
3.2.2	Les résultats côté nuit	57
3.3	Le problème de la raie verte nocturne : incertitudes sur les processus de Barth et Frederick/Kopp	61
3.3.1	Le processus de Barth	61
3.3.2	Application du processus de Barth à Venus	65
3.3.3	La réaction de Frederick/Kopp	67
3.3.4	Expériences pouvant faire la différence	68
3.4	Conclusions concernant la modélisation de Vénus	69

II Précipitations mésosphériques (électrons dans un champ magnétique induit) 71

Chapitre 4 : Les précipitations d'électrons dans la mésosphère, le cas de Titan 73

4.1	Titan	74
4.2	La mission Cassini-Huygens	75
4.2.1	Cassini	75
4.2.2	L'observation de la haute atmosphère de Titan par Cassini	76
4.3	L'environnement magnétique de Titan	77
4.3.1	La magnétosphère de Saturne	78

4.3.2	L'enroulement des lignes de champ magnétique de Saturne au-tour de Titan	79
4.4	Le code TransTitan, et sa modification pour les lignes de champ ma-gnétique	79
4.4.1	Le code TransTitan	80
4.4.2	La modification pour le champ magnétique	80
4.5	Conclusion	81

Chapitre 5 : Résultat : les précipitations d'électrons le long des lignes de champ magnétique sur Titan	85	
5.1	Le problème des détections de Cassini	85
5.2	Utilisation de TransTitan	86
5.2.1	Cas 1 : le cas vertical	86
5.2.2	Cas 2 : ligne droite, horizontale à 1200 km	89
5.2.3	Cas 3 : ligne droite, horizontale à 1000 km	92
5.2.4	Cas 4 : parabole, horizontale à 1200 km	92
5.2.5	Cas 5 : parabole, horizontale à 1000 km	99
5.2.6	Cas 6 : Ligne calculée par un modèle hybride	99
5.3	Analyse des résultats	104
5.4	Conclusion	104

III Impact dans les atmosphères moyennes et basses (pro-tons et rayons cosmiques) 107

Chapitre 6 : Étude générale des rayons cosmiques	111	
6.1	Les rayons cosmiques, une source d'énergie	111
6.1.1	Historique succinct de l'étude des rayons cosmiques	111
6.1.2	Composition et origines des rayons cosmiques	112
6.1.3	Le spectre des rayons cosmiques	113
6.1.4	Variation du spectre du rayonnement cosmique en fonction de l'activité solaire	114
6.2	La production ionique et d'états excités par les rayons cosmiques . . .	118
6.2.1	Équation de Boltzmann pour les cosmiques (approximation de Passow)	118
6.2.2	Les méthodes Monte-Carlo (approche Planetocosmics)	121
6.3	Le couplage Trans*-Planetocosmics	122
6.3.1	Stratégie d'utilisation	122

6.3.2	Passage entre les résultats Planetocosmics et les entrées de TransTitan	122
6.3.3	Étude de la précision du code Planetocosmics modifié	128
6.3.4	Comparaison du couplage avec des cas connus	131
6.3.5	Recherche de l'énergie moyenne par création de paires	133
6.4	Profils d'ionisation en fonction de l'énergie	136
6.5	Conclusion	142
Chapitre 7 : Impact des rayons cosmiques sur l'atmosphère de Titan		143
7.1	La mission Huygens	143
7.1.1	Déroulement de la mission	144
7.1.2	La détection d'une ionosphère due aux rayonnements cosmiques	144
7.2	Résultat de TransTitanCosmics	145
7.2.1	Le spectre des rayons cosmiques précipitant sur Titan	145
7.2.2	Profils d'ionisation avec TransTitanCosmics	147
7.2.3	Comparaison avec les précédentes études et les mesures de la sonde Huygens	150
7.3	Conclusion	152
Chapitre 8 : Profil total d'ionisation de Titan		153
8.1	Spectre total de précipitation de particules	153
8.2	Ionisation par les photons et les électrons	155
8.3	Ionisation par les protons et les ions.	155
8.3.1	Comparaison avec les autres travaux	158
8.4	Profils d'ionisation Totale	159
8.5	Comparaison avec les mesures	161
8.5.1	Estimation de la concentration en électrons, et première comparaison avec les mesures	161
8.5.2	Inversion des données	164
8.6	Conclusion	165
IV Conclusion		169
Conclusion		171
Annexe A : Démonstrations des équations liées à la physique des plasmas		177
A.1	Équation de Boltzmann généralisée	177

A.1.1	Pourquoi le cas classique n'est-il pas suffisant ?	177
A.1.2	Généralisation : démonstration	178
Annexe B	Observation coordonnée de Vénus	185
B.1	Abstract	185
B.2	Introduction	186
B.3	Modeling of the Venus nightglow and dayglow during the official joint Campaign	186
B.4	Results of the modeling during the official joint campaign	188
B.5	Observations with TBL/Narval	190
B.5.1	Goals of the observation	190
B.5.2	Description of Narval observation modes	191
B.5.3	Results	193
B.6	Conclusions	193
Annexe C	La planéterrella	197
C.1	Présentation	197
C.1.1	Le principe	197
C.1.2	Les configurations principales et leur interprétation	198
C.1.3	Les limitations	203
C.2	Techniques et problèmes liés au vide	204
C.2.1	Schéma technique de l'enceinte et du système de pompage	204
C.2.2	Le choix des matériaux, des éléments, et leur impact sur le vide et la tension	205
C.2.3	La pompe primaire	208
C.2.4	Problèmes liés à l'huile	208
C.3	L'étude spectroscopique des émissions	209
C.4	Conclusion	209
Bibliographie	213
Articles publiés et acceptés	234
Modelling dications in the diurnal ionosphere of Venus		234
Modelling the Venusian airglow		240
The Planeterrella, a pedagogic experiment in planetology and plasma physics		255
Dayglow on Mars : Kinetic modelling with SPICAM UV limb data		271
Ionization processes in the atmosphere of Titan. I - Ionization in the whole atmosphere		285

Ionization processes in the atmosphere of Titan. II - Electron precipitation
along magnetic field lines 297

Introduction

Les atmosphères planétaires sont soumises à de nombreuses entrées plus ou moins énergétiques, allant des photons, de plus (UV) ou moins (visible, IR, radio) basse énergie, aux rayons cosmiques (ions ayant des énergie comprises entre le GeV et le Joule) en passant par les précipitations d'électrons et de protons. Dans cette thèse, je me concentrerai sur les entrées énergétiques supérieures à quelques eV, capables d'ioniser et d'engendrer de la fluorescence dans l'UV et le visible. En effet, la connaissance de l'ionisation et de l'excitation des différentes espèces atmosphériques est important dans le cadre de la compréhension de l'évolution des atmosphères planétaires, ainsi que la chimie pré-biotique. Notamment, la connaissance des émissions lumineuses permet d'observer les variations de la concentration des espèces dans la haute atmosphère, et les profils d'ionisation permettent de mettre en évidence les réactions chimiques dans les différentes couches atmosphériques. Ce travail sera effectué en étudiant les atmosphères de Mars, Vénus et Titan, dont on peut voir une partie des spectres précipitant en figure 1.

Les moins énergétiques de ces rayonnements ionisants sont les flux XUV/EUV. D'une manière générale, plus une particule est énergétique, plus elle ionise à basse altitude. Les XUV/EUV ionisent donc dans la haute atmosphère, et sont responsables des ionosphères diurnes. Dans les cas de Mars, Titan, et Vénus, les photons sont la source la plus intense (en terme de flux) d'ionisation. Simuler l'impact de ces rayonnements est facile tant que l'on n'est pas dans une atmosphère optiquement épaisse à leurs longueurs d'onde. En effet, dans les cas que nous étudions, l'absorption de ces flux se fait selon une loi de Beer-Lambert, et la trajectoire des photons est droite. Par contre, il peut arriver que nous ayons à travailler avec des rayonnements dans des milieux optiquement épais, voire avec des résonances entre des espèces excitées et des raies solaires. Dans ces cas là, l'utilisation d'un code de transfert radiatif est nécessaire, et dépasse le cadre de cette thèse. Un des problèmes généraux que nous trouverons dans ces rayonnements est l'obtention d'un spectre complet. Le flux XUV/EUV provient du Soleil, et est extrêmement variable. Il faut donc trouver un moyen de le connaître dans les conditions qui nous intéressent, et plus particulière-

ment lorsque l'on veut comparer nos simulations avec l'expérience. Pour cela, nous utilisons des moyens détournés car il est impossible de mesurer directement ces flux depuis la surface terrestre. Le paramètre $f_{10.7}$, du nom de la longueur d'onde radio qui nous donne une estimation de l'activité solaire, est suffisant pour nos simulations et nos comparaisons, mais n'est qu'une approximation.

La détermination du flux solaire n'est au final pas très compliquée en comparaison de celle du flux d'électrons. Celui-ci nécessite en effet des mesures in-situ. Les électrons pouvant avoir des énergies de l'ordre de l'eV au keV, ils apportent une contribution non négligeable à l'ionisation des hautes atmosphères, puisqu'ils en sont la source principale du côté nocturne des planètes. La simulation est plus compliquée, du fait que la trajectoire des électrons peut être imposée par des lignes de champ magnétique, et que celles-ci ont tendance à s'enrouler et à se draper autour des planètes ayant une atmosphère, mais pas de champ magnétique propre. On parle alors de magnétosphère induite, ce qui est le cas pour Vénus, Titan, et en partie Mars. Ensuite, il est nécessaire d'utiliser un code cinétique pour étudier l'impact des électrons, et il ne faut pas négliger l'impact des électrons secondaires.

En ce qui concerne les protons, il faut aussi les mesurer in-situ. Ils sont par contre moins influencés par la géométrie des lignes de champ magnétique (leur rayon de Larmor est typiquement de l'ordre de quelques milliers de km, à comparer à ceux des électrons, typiquement d'une dizaine de km, les énergies cinétiques typiques n'étant pas identiques). Il est difficile d'avoir des protons énergétiques dans des magnétosphères induites, le cas particulier est ici Titan, dont les protons énergétiques proviennent en réalité de la magnétosphère de Saturne. La simulation de l'impact des protons (et autres ions), telle celle des électrons, nécessite l'utilisation d'un code de transport cinétique. La complication réside dans le fait qu'ils peuvent se recombiner, et se ré-ioniser.

Les rayons cosmiques, principalement des protons de très haute énergie, ont une toute autre origine, puisqu'ils proviennent de phénomènes énergétiques parfois solaires, mais le plus souvent extra-solaires (on les nomme alors rayons cosmiques galactiques; ils proviennent principalement d'explosions de supernovae). Ils sont ainsi présents dans toutes les atmosphères planétaires, mais en quantité variable, puisque le vent solaire a un effet répulsif sur les moins énergétiques d'entre eux. Plus on est loin du Soleil, plus les flux de rayons cosmiques seront importants. Il faut néanmoins calculer quel est l'effet d'une magnétosphère sur la transmission de ceux-ci dans l'atmosphère des planètes. Ceci est typiquement important dans le cas de Titan, qui se trouve une grande partie du temps dans la magnétosphère de Saturne. La détermination du spectre des rayons cosmiques est un problème instrumental. En effet, plus ces particules sont énergétiques, plus elles sont rares; et pour détecter des particules

rare, il faut des détecteurs de plus en plus volumineux, et le volume dans une sonde est restreint. . . Pourtant, comme on peut comparer l'ionisation totale de 10 particules à une particule 10 fois plus énergétique, on ne peut pas négliger de premier abord les hautes énergies. La seule solution pour avoir une idée du flux local de rayons cosmiques est de calculer un spectre interstellaire (à l'extérieur de l'héliosphère), et de voir comment celui-ci est modifié par les conditions solaires, puis de faire le calcul de transfert dans la magnétosphère. Comme pour le flux UV, le flux de cosmiques à l'intérieur de la magnétosphère est soumis à un paramètre. Dans ce cas, il s'agit d'un facteur de répulsion. Certains instruments embarqués dans des sondes sont capables de détecter les flux typiques à des énergies de l'ordre du GeV, ils sont utilisés pour vérifier les modèles de spectres de rayons cosmiques. La modélisation des précipitations de rayons cosmiques est beaucoup plus complexe que celle des autres particules. En effet, de nombreux processus à haute énergie (spallation, bremsstrahlung. . .) interviennent, et transforment la précipitation d'une particule en ce que l'on appelle une gerbe de rayons cosmiques. La courbe typique d'ionisation par un rayon cosmique d'énergie donnée devient plus compliquée que celle d'un électron de basse énergie. Il faut, dans le cadre de cette simulation, faire apparaître des techniques de la physique des hautes énergies.

Je m'efforcerai dans le cadre de cette thèse d'étudier l'influence d'un ou plusieurs de ces processus dans les atmosphères de Vénus, Mars et Titan. Vénus étant un cas typique de magnétosphère induite, cette planète subit très peu les effets du plasma de son côté nocturne, ce qui en fait un cas d'étude très intéressant sur les précipitations électroniques peu énergétiques, et leur influence sur les émissions de type aurorales (nous utiliserons par commodité le mot auroral même dans le cas de précipitations provenant d'une magnétosphère induite). Son côté éclairé étant au contraire très actif, nous pourrions en étudier les effets énergétiques du rayonnement UV : la production d'ions doublement chargés. Cette étude sera l'objet de la première partie. Le cas de Mars ne fera pas l'objet d'une partie spécifique de la thèse, car les problèmes de modélisation sont les mêmes que ceux de Vénus. Les résultats seront donc présentés dans les articles en annexe. En ce qui concerne Titan, les précipitations d'électrons en provenance de la magnétosphère de Saturne posent des problèmes de géométrie de précipitations que je résoudrai en seconde partie. Et toujours dans le cas de Titan, j'étudierai en dernière partie l'ionisation par des précipitations de particules énergétiques, contribuant ainsi à donner des entrées pour de futurs modèles de chimie atmosphériques.

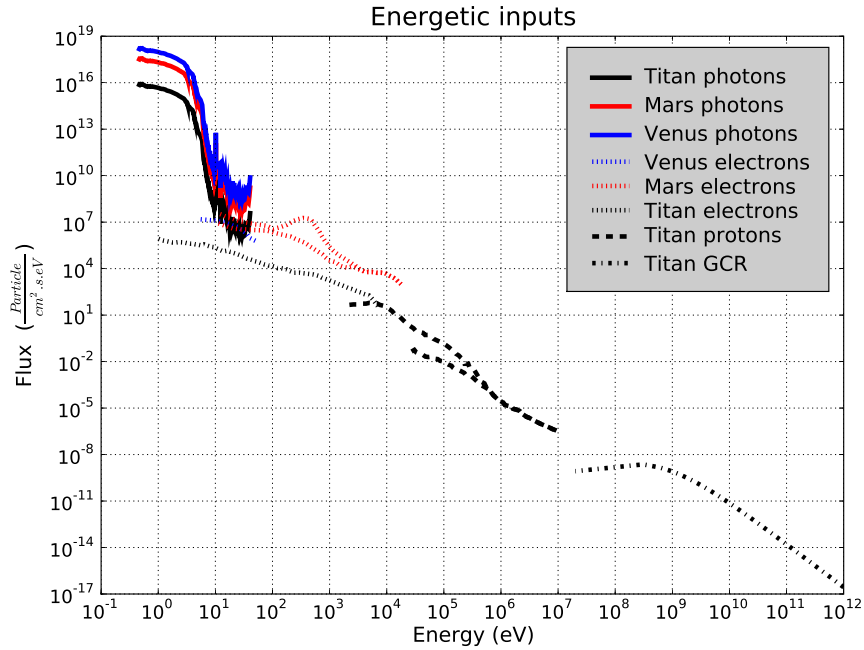


FIG. 1 – Précipitations énergétiques dans les atmosphères de Titan, Mars et Vénus. La totalité du spectre de Titan est présentée, alors que nous nous sommes restreint aux précipitations électroniques et au flux UV pour Mars et Vénus. Dans le cas de Vénus, les précipitations électroniques nocturnes, très faibles, sont au niveau du flux UV de Titan. Pour Mars, nous avons deux flux de précipitations, correspondant à différentes conditions : la plus énergétique étant mesurée au niveau des champs crustaux. Dans le cas de Titan, les différents spectres de protons correspondent à des mesures dans différentes conditions d'activité plasma. Le flux de rayons cosmiques, calculé pour Titan, peut être considéré comme une limite haute, car Titan est, des trois, le plus éloigné du Soleil, et les rayons cosmiques ne sont pas trop écrantés par la magnétosphère de Saturne à ces énergies. Les données de flux précipité proviennent de Spenner et al. [136], Fillingim et al. [41], Cravens et al. [28, 29]

Première partie

Entrées énergétiques dans la haute
atmosphère de Vénus (Photons et
électrons de basse énergie)

The Spatio-analytic Institute has adopted as its official slogan the somewhat wry,

“We Analyze Nothing”.

»Isaac Asimov, The currents of space. 1952

Chapitre 1

Entrées de basse énergie (eV) : le noyau «Trans*»

1.1 Introduction

Dans cette partie, nous nous intéresserons aux précipitations de “faible” énergie (de l’ordre de l’eV), qu’elles soient dues aux photons ou aux électrons.

Nous étudierons le code Trans*, qui permet de modéliser l’impact de la photo-ionisation et de l’ionisation par impact électronique (électrons ayant une énergie de quelques eV à quelques dizaines de keV) et qui est le code de base de cette thèse pour le calcul des influences des particules de basse énergie.

Nous étudierons ensuite le cas pratique de l’utilisation de ce code sur la planète Vénus, qui nous permettra de calculer les émissions thermosphériques de cette planète, ainsi que la concentration en ions doublement chargés.

1.2 Le noyau Trans*

Le noyau des programmes de type Trans* est un système à une dimension, capable de calculer les productions d’ions ou d’espèce excitées par le flux solaire (entre 11.8 eV (1050 Å) et 690 eV (18 Å)), et par les impacts électroniques (entre 1 eV et quelques dizaines de keV). Il est intéressant de noter que les limitations en énergie pour le flux solaire sont données par le modèle utilisé, et sont donc potentiellement extensibles sans changements majeur ; tandis que la limite haute pour les électrons est de nature physique : les phénomènes à très haute énergie ne sont pas pris en compte. Ainsi, pour étendre le modèle aux hautes énergies, il faut ajouter un code prenant en compte la

physique des particules à haute énergie (partie III).

Le noyau a été initialement créé par J. Liliensten pour étudier l'ionisation par impact électronique sur Terre, donnant ainsi le code Transsolo [86]. Ce code a par la suite subi l'ajout d'un modèle fluide, pour calculer les concentrations d'ions [88], et d'un code de couplage avec les précipitations de protons [127], ces deux modèles sont appelés Transcar et Trans4. Le noyau Trans* a ensuite été adapté à d'autres corps, dont Mars, Titan et Vénus (adaptation effectuée au cours de ce travail, détaillée par la suite), codes appelés respectivement TransMars, TransTitan et TransVenus.

1.2.1 La photoionisation

Modèle de flux solaire

Pour calculer la photoionisation, il nous faut une connaissance précise du flux solaire dans l'UV. Il existe peu de mesures, surtout dans les périodes où nous avons des données expérimentales, typiquement dans la période du «trou UV», dans les années 80, lorsque la sonde Pioneer Venus Orbiter faisait ses observations. C'est pourquoi nous sommes obligés d'utiliser un modèle de flux solaire. Le modèle de flux solaire utilisé ici est celui de Tobiska [145]. Il donne l'intensité de ce flux entre 18 et 1050 Å, en fonction du paramètre $F_{10.7}$. Ce modèle, subdivisé en 39 boîtes, distingue le fond et les quelques raies d'émission intenses. On notera que par ses bornes, le modèle ne prend pas en compte la raie Lyman- α à 1215.67 Å.

Cette gamme d'énergie est suffisante pour étudier les ionisations dans les atmosphères de Mars, Titan et Vénus (mais aussi pour la Terre...), par contre, la limite basse peut poser problème. En effet, l'excitation photonique peut se faire à des longueurs d'onde plus grandes¹. Ainsi, la raie Lyman- α peut photodissocier le CO₂ ou exciter le CO. Il faut donc étendre cette gamme d'énergie pour étudier les émissions thermosphériques. J'ai donc dû ajouter un modèle de flux solaire correspondant à ces longueurs d'ondes, celui-ci provient des spectres de Woods and Rottman [159]; le code utilisé pour la paramétrisation de ces flux en fonction de $F_{10.7}$ est adapté de celui de Woods.

Photoproduction

La variation de l'intensité I d'un rayonnement (par photoabsorption) suit idéalement une loi de Beer-Lambert (eq. 1.1). Soit $I(\lambda, x)$ l'intensité en fonction de la longueur d'onde λ et de la position x dans un milieu absorbant de concentration

¹L'étude de planètes telles Mercure peut aussi poser problème, étant donné que le sodium a une limite d'ionisation à 5.14 eV.

n qui varie selon x et soit $\sigma(\lambda)$ la section efficace totale d'absorption (ionisation + excitation + dissociation) de ce milieu, nous avons la formule :

$$dI(\lambda, x) = -I(\lambda, x)\sigma(\lambda)n(x)dx \quad (1.1)$$

En aéronomie, il est plus simple de travailler en fonction de l'altitude z . Il faut trouver le moyen d'écrire l'équivalent du milieu traversé $n(x)dx$ en fonction de z , et de la position du Soleil. Pour notre calcul, la prise en compte de la position du Soleil peut se limiter à connaître son angle solaire zénithal χ . Ces deux paramètres nous permettent de calculer une fonction, la sécante :

$$\sec\chi(z) = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{R+z_i}{R+z}\right)^2 \sin^2(\chi)}} \quad (1.2)$$

Où z_i est l'altitude à laquelle le rayon doit passer avec un angle solaire zénithal χ et où l'angle solaire zénithal est calculé. R étant le rayon de la planète. La sécante permet de calculer l'altitude infinitésimale dz parcourue par un photon solaire lorsqu'il parcourt une longueur infinitésimale ds :

$$ds = \sec\chi(z)dz \quad (1.3)$$

Donc, dans l'équation de Beer-Lambert, lorsque l'on remplace x par z et $n(x)$ par $n(z)\sec\chi(z)$, on a une loi d'absorption qui s'applique aux problèmes d'aéronomie. De plus, si on travaille avec différentes espèces notées k , l'équation devient :

$$\frac{dI(\lambda, z)}{dz} = -\sum_k I(\lambda, z)\sigma^k(\lambda)n_k(z)\sec\chi(z) \quad (1.4)$$

$$\Rightarrow I(\lambda, z) = I_\infty(\lambda)e^{-\left(\sum_k \sigma^k(\lambda) \int_z^\infty n_k(z')\sec\chi(z')dz'\right)} \quad (1.5)$$

Ce qui se note, en utilisant la profondeur optique τ :

$$\tau(z) = \sum_k \sigma^k(\lambda) \int_z^\infty n_k(z')\sec\chi(z')dz' \quad (1.6)$$

$$I(\lambda, z) = I_\infty(\lambda)e^{-\tau(z)} \quad (1.7)$$

Cette loi permet de calculer l'intensité en fonction de l'altitude mais aussi la production de l'ion (ou de l'espèce excitée) a par l'équation suivante (σ_a^k étant la section efficace de production de a par photoionisation ou photoexcitation de l'espèce k) :

$$P_a^k(\lambda, z) = n_k(z)\sigma_a^k(\lambda)I(\lambda, z) \quad (1.8)$$

$$P_a(z) = \sum_k \int_0^\infty P_a^k(\lambda, z)d\lambda \quad (1.9)$$

Et l'énergie cinétique de l'éventuel électron produit peut se calculer si on connaît le seuil d'ionisation W_{th} et l'énergie $E = \frac{hc}{\lambda}$ des photons puisqu'elle se calcule par $E_c = E - W_{th}$. En réalité, E_c calculé de cette manière est la somme des énergies cinétiques données à l'électron, à l'ion et de l'énergie interne de l'ion éventuellement excitée. L'énergie cinétique donnée à l'ion est négligeable (en raison du rapport des masses de l'électron par rapport à l'ion), mais l'énergie laissée à l'ion peut atteindre quelques eV. Cet effet est négligé dans le code.

Remarque sur la fonction de Chapman

En considérant que l'on a une atmosphère à l'équilibre hydrostatique et à température constante, nous pouvons écrire :

$$H_k = \frac{k_b \cdot T}{M_k \cdot g_{z_o}} : \text{Facteur d'échelle} \quad (1.10)$$

$$n_k(z) = n_k(z_o) e^{-\left(\frac{z-z_o}{H_k}\right)} \quad (1.11)$$

Cette hypothèse sur n_k nous permet d'introduire la fonction de Chapman :

$$Chap(z, \chi, H_k) = \int_{z_o}^{\infty} sec\chi(z) e^{-\left(\frac{z-z_o}{H_k}\right)} dz \quad (1.12)$$

On a alors :

$$\tau = \sum_k \sigma^k(\lambda) n_k(z_o) Chap(z, \chi, H_k) \quad (1.13)$$

Ce qui peut être réutilisé pour calculer $I(\lambda, z)$. Comme l'hypothèse d'une température constante est trop approximative, la fonction de Chapman n'est pas utilisée dans le code Trans*. Nous la rappelons ici pour son aspect historique, mais aussi parce qu'elle peut être utilisée pour faire des ajustements (en première approximation) sur les observations.

1.2.2 Productions par impact électronique (ionisation secondaire ou précipitations électroniques)

Bases du modèle cinétique

La variation d'une fonction de distribution d'une espèce atmosphérique s'exprime au moyen de l'équation de Boltzmann :

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \frac{\partial \vec{F} f}{\partial \vec{p}} = \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{Coll} + Q(\vec{x}, \vec{p}, t) \quad (1.14)$$

Avec $f(\vec{x}, \vec{p}, t)$, la fonction de distribution (nombre de particules dans un volume de l'espace des phases, c'est à dire l'espace-impulsion, en fonction du temps), et Q , les sources externes. \vec{F} est la force exercée sur l'élément de volume $d\vec{x}$ de l'espace des phases, pouvant être dissipative (voir annexe A.1), \vec{v} la vitesse de cet élément. En pratique, pour les espèces thermalisées, la fonction de distribution f est une gaussienne pour les vitesses, dont l'écart est déterminé par la température². Pour ces espèces, il n'y a donc pas besoin de résoudre cette équation au niveau microscopique (par contre, il faut résoudre les moments de cette équation pour avoir une modélisation au niveau macroscopique, c'est un des aspects de la partie fluide³). Par contre, d'autres espèces n'ont pas ce genre de distribution thermique, notamment les électrons provenant des ionisations : on les appelle les électrons suprathermiques.

Le calcul des productions électroniques

Précisions sur le code Pour la prise en compte des sections efficaces d'ionisation ou d'excitation électronique, il n'y a pas de grille d'énergie préparée : on peut coder le nombre d'énergies que l'on veut. Le seuil des réactions est bien sûr pris en compte. Pour vérifier que les approximations sur la grille d'énergie sont correctes, les codes Trans* calculent la conservation de l'énergie des électrons à la fin de la simulation. Si la non conservation de l'énergie est trop importante (typiquement supérieure à 5 %), il faut vérifier l'influence de la grille en énergie avant de rechercher d'éventuelles autres sources d'erreurs.

Équation de Boltzmann et électrons suprathermiques Nous reprenons l'équation de Boltzmann :

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \frac{\partial \vec{F} f}{\partial \vec{p}} = \left. \frac{\delta f}{\delta t} \right|_{Coll} + Q(\vec{x}, \vec{p}, t) \quad (1.15)$$

²en pratique $f = n \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{(mv)^2}{k_B T}}$, avec n la concentration de l'espèce au point considéré. Souvent, on prend la température en unité d'énergie en supprimant la constante de Boltzmann k_B

³Dans le modèle que nous utilisons pour l'atmosphère de Vénus, nous ne prenons pas en compte la partie fluide, elle est utilisée pour des modèles plus complets, comme TransCar, TransMars, . . . Pour les espèces neutres, la partie fluide peut être calculée sur l'échelle de la planète. On parle alors de modèle de circulation global (GCM). J'ai participé, durant ma thèse, à un travail consistant à coupler une partie du modèle TransMars avec le GCM martien MarTim.

Dans notre cas, la fonction de partition f correspond aux électrons suprathermiques et Q aux sources externes de ces électrons. La force \vec{F} qui s'exerce sur le plasma est l'interaction Coulombienne, qui s'écrit comme une force de friction (c'est donc une force non conservative). Les autres forces sont négligeables :

$$\vec{F} = -n_e L(E) \frac{\vec{v}}{v} \quad (1.16)$$

$$\text{avec : } L(E) = \frac{5.3910^{-3}}{E^{0.94} n_e^{0.03}} \left(\frac{E - T_e}{E - 0.53 T_e} \right)^{2.36} \quad (\text{SI}) \quad (1.17)$$

L'équation 1.17 est une équation empirique donnée par Swartz [140] où T_e est donné en unité d'énergie ($T_e = k_b T_{\text{electronique}} \text{ en } K$).

On note $\Phi(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)$ le flux d'électrons suprathermiques (énergie E) à la position \vec{x} , dans la direction $\vec{\Omega}$ au temps t . On remarquera que $\vec{\Omega} = \frac{\vec{v}}{|\vec{v}|}$. On va chercher la relation entre Φ et f . Premièrement, on sait que $v f$ est le flux des électrons de vitesse v , et de direction $\frac{\vec{v}}{|\vec{v}|}$. Il vient alors :

$$v f(\vec{x}, \vec{p}, t) d\vec{p} = \Phi(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) dE d\vec{\Omega} \quad (1.18)$$

Ensuite, on cherche différentes relations entre les différentielles d'énergie (dE), d'impulsion (dp), d'angle ($d\vec{\Omega}$).

$$\frac{dE}{dp} = \frac{d\left(\frac{p^2}{2m_e}\right)}{dp} = \frac{p}{m_e} \quad (1.19)$$

$$\Rightarrow dE = \frac{p}{m_e} dp \quad (1.20)$$

En notant dS la surface de l'espace des impulsions balayé par $d\vec{\Omega}$ pour des particules ayant une impulsion \vec{p} , nous avons :

$$dS = p^2 d\vec{\Omega} \quad (1.21)$$

En travaillant en coordonnées sphériques dans cet espace des impulsions, nous avons :

$$p = r_p \quad (1.22)$$

$$dp = dr_p \quad (1.23)$$

$$d\vec{p} = r_p^2 dr_p \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (1.24)$$

$$\Rightarrow \frac{d\vec{p}}{dr_p} = r_p^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (1.25)$$

$$\text{Or : } dS = r_p^2 \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (1.26)$$

$$\Rightarrow dS = \frac{d\vec{p}}{dp} \quad (1.27)$$

En reprenant 1.18 et en utilisant 1.20, 1.21 et 1.27, nous pouvons écrire :

$$v f(\vec{x}, \vec{p}, t) d\vec{p} = \Phi(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) dE d\vec{\Omega} \quad (1.28)$$

$$\Leftrightarrow v f(\vec{x}, \vec{p}, t) d\vec{p} = \Phi(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) \frac{p}{m_e} dp \frac{dS}{p^2} \quad (1.29)$$

$$\Leftrightarrow v f(\vec{x}, \vec{p}, t) \frac{d\vec{p}}{dp} = \Phi(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) \frac{dS}{m_e p} \quad (1.30)$$

$$\Leftrightarrow v f(\vec{x}, \vec{p}, t) dS = \Phi(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) \frac{dS}{m_e p} \quad (1.31)$$

$$\Leftrightarrow v m_e p f(\vec{x}, \vec{p}, t) = \Phi(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (1.32)$$

On a donc $\Phi(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) = (v m_e)^2 f(\vec{x}, \vec{p}, t)$, qui est la relation recherchée. De manière générale, cette multiplication par $(v m_e)^2$ permet de passer d'unités en \vec{p} en unités en $E, \vec{\Omega}$. On peut alors poser $Q(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t) = (v m_e)^2 \frac{\delta f}{\delta t} \Big|_{Coll} + (v m_e)^2 Q(\vec{x}, \vec{p}, t)$. (On voit que l'on cache le terme de collision dans ce terme Q, elles seront explicitées par la suite dans le terme de perte et dans le terme de redistribution). Et ainsi (avec Q et Φ dépendant de $(\vec{x}, E, \vec{\Omega}, t)$) :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \vec{\Omega} \frac{\partial \Phi}{\partial \vec{x}} - n_e \frac{\partial L(E) \Phi}{\partial E} = \frac{1}{v} Q \quad (1.33)$$

L'équation 1.33 peut être simplifiée en supposant un état d'équilibre. En effet, le temps caractéristique de variation de l'atmosphère (contraint par les réactions chimiques ou les collisions) est petit comparé au temps caractéristique de variation du flux solaire. On supprime donc la dépendance au temps. De plus, on fait une projection sur l'axe vertical. En supposant une symétrie cylindrique selon la verticale, avec $\vec{\Omega} \frac{\partial}{\partial \vec{x}} = \mu \frac{\partial}{\partial z}$, où $\mu = \cos(\theta)$ (θ : angle d'attaque) l'équation devient :

$$\mu \frac{\partial \Phi(z, E, \mu)}{\partial z} - n_e \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \Phi(z, E, \mu)) = \frac{1}{v} Q(z, E, \mu) \quad (1.34)$$

L'ionisation secondaire Pour tenir compte des collisions, de l'excitation et de l'ionisation dans l'équation 1.34, il faut expliciter le terme de droite (Q/v). C'est la différence entre la création et la destruction d'électrons suprathermiques. Avec σ^k la section efficace électronique totale de l'espèce k , on a alors :

$$\mu \frac{\partial \Phi}{\partial z} - n_e \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \Phi) = - \sum_k n_k(z) \sigma^k(E) \Phi + source \quad (1.35)$$

Le terme de sources est particulier : il prend en compte la création d'électrons suprathermiques, provenant de la photoionisation ou des précipitations, mais aussi la redistribution en énergie, c'est à dire les électrons suprathermiques d'énergie supérieure qui ont eu une collision (élastique ou coulombienne). Nous avons déjà calculé la production d'électrons à une énergie E par photoionisation dans la section précédente. Nous la noterons $q_i(z, E, \mu)$ (la sommation sur les différentes espèces ionisées est sous-entendue). Pour la redistribution en énergie, elle se note :

$$\int_E^\infty \int_{-1}^1 R'((E', \mu') \rightarrow (E, \mu)) \Phi(z, E', \mu') d\mu' dE' \quad (1.36)$$

avec R' qui est la fonction de redistribution, qui explicite le fait qu'une collision fasse passer du couple énergie- angle (E', μ') vers celui, de plus basse énergie, pour lequel on fait le calcul (E, μ) .

La source est donc :

$$source(z, E, \mu) = q_i(z, E, \mu) + \int_E^\infty \int_{-1}^1 R'((E', \mu') \rightarrow (E, \mu)) \Phi(z, E', \mu') d\mu' dE' \quad (1.37)$$

Dans l'approche Trans*, l'équation 1.35 est résolue dans une approche multi-faisceaux⁴, c'est à dire que μ est discrétisé en plusieurs angles (quelques dizaines), contrairement à d'autres méthodes qui ne prennent que 2 angles (deux-faisceaux⁵ : vers le haut et vers le bas).

⁴Noté "multistream" de manière usuelle

⁵two-stream

La résolution nous donnant Φ , la production secondaire peut être calculée (de manière similaire à la production primaire) :

$$P_a^{sec}(z) = \sum_k n_k(z) 2\pi \int_{-1}^1 \int_E^\infty \sigma_a^k(E') \Phi(z, E', \mu) dE' d\mu' \quad (1.38)$$

1.2.3 Conclusions

Calcul de la production totale

Le code Trans* permet donc de calculer l'ionisation primaire, par les photons, grâce à l'équation 1.9. Par conservation de l'énergie, nous trouvons l'énergie cinétique des électrons produits par cette ionisation, qui nous produisent alors des ionisations (et donc des électrons) secondaires, calculés dans Trans* au travers de l'équation 1.38. Nous avons donc, au final, la production totale $P^{tot} = P^{sec} + P^{prim}$. Les équations sont aussi valide dans le cas des excitations, il n'y a alors aucun électron secondaire produit. Le calcul du transport des électrons, et donc des ionisations et excitations dues à leur impact est indépendant de la production par photoionisation, c'est pourquoi cette partie du code peut être utilisée pour calculer l'impact des précipitations électroniques, qui peuvent avoir lieu du côté nocturne des planètes. Le code Trans* est ainsi capable de calculer les phénomènes d'ionisation et d'excitation dans les hautes atmosphères, selon une géométrie mono-dimensionnelle. Mais pour être adapté à un cas planétaire précis, il faut lui donner des paramètres.

Paramètres nécessaires pour faire un modèle de planète

Pour adapter le code Trans* à une planète, il faut lui donner son modèle de haute atmosphère :

- Concentration des espèces neutres, ainsi que leur sections efficaces de photoionisation, d'ionisation par impact électronique, et leur section efficace inélastique par impact électronique.
- Concentration d'électron, et température des électrons, pour être capable de calculer la force d'interaction Coulombienne (voir eq.1.17)

Les concentrations et températures peuvent varier en fonction de l'altitude, du flux solaire, de l'angle solaire zénithal, de la saison... Plus les paramètres d'entrée sont précis, meilleur sera le code. Dans certains cas, l'utilisation du code en relation avec des observations permettra d'affiner ces paramètres.

D'autres paramètres peuvent aussi être intéressants, bien que non liés au noyau Trans*, pour calculer certaines sorties, notons les températures ioniques et neutres, qui permettent de calculer les coefficients des réactions chimiques.

Pour aller plus loin, le modèle fluide, Trans4

Le code Trans* permet de calculer les productions ioniques, électroniques et d'états excités. Un de ses sous produits est le flux d'électrons en fonction de l'altitude et de l'angle, qui peut être mesuré avec un instrument in-situ. Avec quelques paramètres supplémentaires, il est capable de calculer les concentrations d'espèces ayant des durées de vie très courtes, comme les dications, et les émissions lumineuses.

Pour aller plus loin, il faut pouvoir calculer les concentrations et les températures des ions et des électrons. Ceci peut être fait en ajoutant au modèle un code fluide, qui prend en compte les moments de l'équation de Boltzmann. Un tel code existe, il permet de sortir, en plus des paramètres précédents les vitesses des ions [88]. Et il a été porté sur le code TransCar (étude de la haute atmosphère terrestre), ainsi que sur TransMars (pour Mars, comme son nom l'indique). Un autre point d'étude est la précipitation des protons qui a amené au code Trans4 [127], et, si on veut descendre vers les basses couches atmosphériques, celle des rayons cosmiques !

Chapitre 2

Étude de la haute atmosphère de Vénus

Pour commencer l'étude des impacts énergétiques dans les atmosphères planétaires, nous regardons les ionisations (et excitations) engendrées par les particules les moins énergétiques, les photons UV, et les électrons ayant quelques dizaines d'eV d'énergie cinétique. Vénus est un cas intéressant pour cette étude, car, proche du Soleil, elle est soumise à un flux de forte intensité de ces particules. De plus, dépourvue de champ magnétique, elle ne subit pas comme la Terre des précipitations de particules accélérées dans des zones aurorales. Ceci ne la prive pourtant pas de précipitations nocturnes, car le vent solaire peut induire une ionosphère, qui va ainsi dévier les électrons vers le côté de la planète opposé au Soleil. Deux points attireront notre attention sur la haute atmosphère de Vénus :

- La production d'ions doublement chargés, et plus précisément de dications. Ces ions sont en effet le résultat des interactions les plus énergétiques pouvant être faites par le flux UV et les électrons précipitants sur Vénus. Les ions doublement chargés ont longtemps été négligés dans l'étude des ionosphères, pourtant, ils peuvent avoir une influence sur la chimie, de par leur forte réactivité. Sur Vénus, les profils de concentration du seul dication observé, O^{++} , divergeaient fortement des modèles à partir de 250 km d'altitude.
- Les émissions de type auroral, ou pour être plus précis, la fluorescence de la haute atmosphère. Celle-ci n'est pas, contrairement aux aurores polaires, soumise à la présence de champ magnétique. Les émissions sont alors moins intenses. Le calcul de ces sorties permet de vérifier les différents paramètres du code. Les émissions lumineuses sont très importantes pour l'étude expérimentale de la dynamique des hautes atmosphères. Mais ces émissions peuvent aussi

poser certains problèmes d'ordre chimique.

2.1 Vénus

Vénus est la seconde planète du Système Solaire, avec un demi grand axe de 0.72 UA. Elle a une très faible excentricité, 0.0067, à comparer aux 0.0167 de la Terre et 0.093 de Mars, ce qui lui confère un éclairage quasi-constant du Soleil le long de son orbite (approximation impossible à faire dans le cas de Mars). Vénus a une taille comparable à la Terre (rayon : 6052 km, soit 0.95 fois celui de la Terre), et se caractérise par son atmosphère extrêmement dense. Celle-ci est composée essentiellement de CO₂, à plus de 96%, suivi par le N₂ à 2-3%. Les autres composants sont soit des gaz rares, soit des molécules plus complexes à basse altitude (H₂O, SO₂, ...), soit des atomes ou des molécules provenant de la dissociation ou recombinaison des 2 premières espèces (CO, O, C, NO et N) dans la haute atmosphère.

La pression au sol est de l'ordre de 90 atmosphères, et la température de 740K (470°C). Point intéressant, les conditions à 50 km d'altitude sont très proches de celles de la Terre en terme de température et de pression, et la superrotation de l'atmosphère à ces altitudes donne aussi des conditions jour-nuit semblables pour d'éventuels observateurs flottants (par exemple les ballons du CNES lors des missions Vega dans les années 80). La journée à ces altitudes est de l'ordre de 100h, à comparer au jour solaire à la surface qui est de l'ordre de 116 jours terrestres (beaucoup plus court que le jour sidéral, du fait de la rotation rétrograde de Vénus).

L'évolution de l'atmosphère de Vénus est intéressante du point de vue de la planétologie comparée, car sa forte divergence par rapport à notre atmosphère peut contraindre des modèles d'apparition de la vie, mais aussi le futur de notre planète Terre. En effet, il apparaît que la Terre et Vénus avaient des atmosphères et des compositions similaires lors de leur formation, mais que Vénus a subi un effet de serre catastrophique ayant entraîné l'évaporation de ses océans (ou du moins, le fait que l'eau soit sous forme de vapeur dans son atmosphère). Si cette eau était restée, la pression à la surface de Vénus serait de l'ordre de 270 atmosphères ! Le scénario en vigueur voudrait que la vapeur d'eau ait été dissociée, avec un échappement de l'hydrogène résultant, puis un échappement de l'oxygène par divers phénomènes, notamment l'"ion pickup", favorisé par l'absence de champ magnétique de la planète. Ce scénario explique parfaitement le fort rapport Deutérium/Hydrogène observé dans l'atmosphère de Vénus, mais il reste à préciser l'importance des diverses sources d'échappement, et pour cela, il faut, entre autres, modéliser l'ionosphère. C'est une des motivations pour l'adaptation du code Trans* à Vénus : TransVenus.

Dans un petit télescope, l'observation depuis la Terre de Vénus est frustrante

car, bien qu'étant la planète la plus rapprochée de la Terre, et aussi la plus grosse en terme de diamètre apparent, sa surface est cachée par son épaisse atmosphère et ses nuages. Dans l'ultraviolet, il est possible d'observer quelques détails, ce qui pose des problèmes sur la nature des molécules absorbant l'ultraviolet dans les nuages. Les phénomènes les plus spectaculaires à observer sur Vénus sont ainsi les transits de la planète, qui, du fait de son atmosphère, créent un phénomène dit de goutte lorsqu'elle est au bord du Soleil.

Les nuages de Vénus cachent bien d'autres mystères, dont un, et non des moindres, est son activité tectonique. En effet, Vénus est aussi grande que la Terre, et doit perdre de la chaleur interne. On observe, à l'aide de radars, la présence de volcans boucliers à sa surface. De plus, la faible cratérisation indique une surface très jeune. Y a-t'il des volcans encore actifs sur Vénus? La surface de Vénus se reforme-t-elle par des épisodes de volcanisme global?

Pour essayer de répondre à ces questions, une sonde a été envoyée en 2005, et tourne depuis 2006 autour de Vénus : Vénus Express. Celle-ci embarque notamment un magnétomètre, un analyseur de plasma et des spectromètres UV et IR.

2.2 Le modèle de haute atmosphère

Pour pouvoir adapter le modèle Trans* à Vénus, et ainsi créer le modèle Trans-Vénus, la première étape a été de trouver un modèle de haute atmosphère à intégrer au noyau.

2.2.1 Les modèles préalables

Modèle d'atmosphère neutre

Le modèle de haute atmosphère neutre utilisé pour la modélisation s'appelle VTS3, il a été décrit dans Hedin et al. [59], Hedin [58]. Ce modèle prend en compte la latitude, le temps local, et le paramètre solaire $F_{10.7}$ ainsi que la moyenne de celui-ci sur trois mois. Dans la simulation, les espèces prises en compte pour l'ionisation sont CO_2 , N_2 , CO , O , (O^+ pour les dications), O_2 . Les espèces N , H , et He sont utilisées pour les réactions chimiques. Sachant que H et O_2 ne sont pas dans le modèle de Hedin, il nous a fallu les trouver autrement : O_2 provient de Fox and Sung [45], où il est expliqué que $[\text{O}_2] \approx \frac{[\text{CO}_2]}{3000}$. Ce paramètre est déduit des observations des émissions du carbone par la sonde Pioneer Venus Orbiter (PVO). Pour H , les résultats proviennent de Hartle et al. [57]. La figure 2.1 représente le modèle d'atmosphère neutre vénusien.

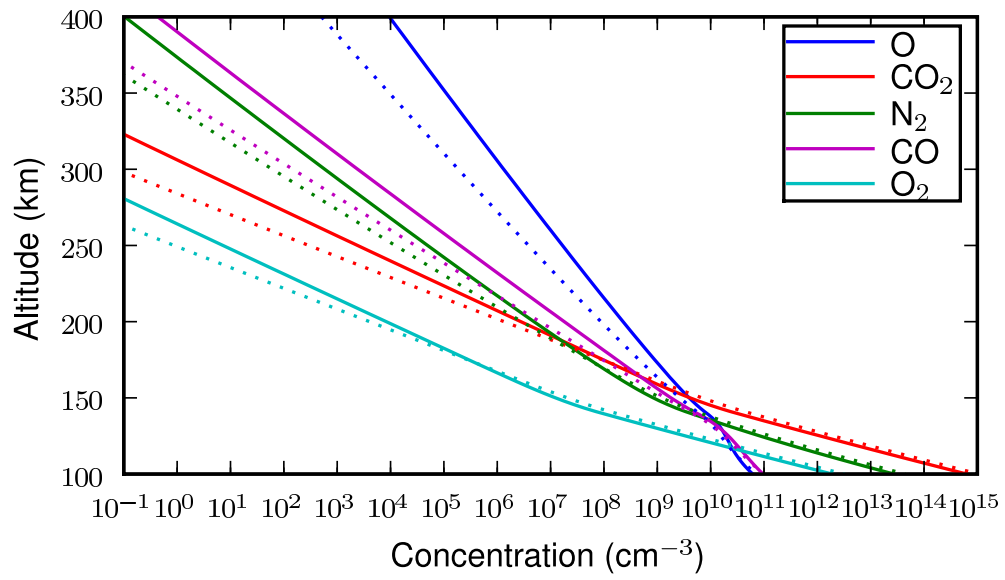


FIG. 2.1 – Modèle de la haute atmosphère de Vénus. Traits pleins : $F_{10.7} = 200$;
pointillés : $F_{10.7} = 80$

Modèles de température et de concentration

Pour modéliser les réactions chimiques dans la haute atmosphère, il est nécessaire d'avoir une idée de la concentration électronique et des températures des électrons, des ions et des neutres. Un modèle complet devrait être capable de calculer ces paramètres, ce que le modèle fluide de Transcar fait en partie : les concentrations ioniques, et donc la concentration électronique, sont calculées en fonction de la chimie et du transport des particules. Le calcul des températures est compliqué dans le sens où des réactions chimiques peuvent chauffer ou refroidir l'atmosphère en fonction de l'endroit où elles se font. Par exemple, sur Vénus, le CO_2 chauffe la basse atmosphère, mais refroidit la haute. En effet, le CO_2 excité à des températures thermiques peut émettre ou absorber à $15\mu\text{m}$ [19]. Si une molécule de CO_2 est excitée par un photon à cette longueur d'onde et qu'elle est ensuite atténuée par désexcitation collisionnelle, l'énergie d'excitation se transforme en chaleur. Ce phénomène intervient à basse altitude, c'est l'effet de serre. Inversement, si une molécule de CO_2 est excitée par choc, et qu'elle émet un rayonnement à $15\mu\text{m}$ qui se perd dans l'espace, alors elle aura transformé la chaleur (énergie cinétique) en rayonnement qui lui ne pourra pas être reconverti sur la planète. On a alors une perte de chaleur qui, nécessitant peu de collisions pour permettre l'émission, s'effectue à haute altitude. C'est pour cela que la haute atmosphère de Vénus est plus froide que celle de la Terre. La nuit, on l'appelle la cryosphère.

Dans notre modèle, nous avons utilisé des résultats de mesures pour obtenir les différents paramètres. Les températures et concentrations électroniques viennent des modèles de Theis et al. [143, 144], basés sur les mesures de PVO (voir figures 2.1 et 2.2). Celles-ci ne sont pas dépendantes du paramètre $F_{10.7}^1$. Le modèle de température neutre vient de VTS3 [59, 58], et le modèle de température ionique de Fox and Sung [45].

Nous utilisons le modèle de concentration électronique pour avoir une estimation de la concentration en ion O^+ et O_2^+ , en nous basant sur les données de Fox and Sung [45]. La concentration de O_2^+ est en effet utilisée pour certains calculs de chimie.

2.2.2 Le modèle photochimique simple

Pour gérer la chimie, un modèle est nécessaire, celui-ci doit exprimer la concentration des espèces en fonction de réactions physico-chimiques qui entraînent leur création ou leur destruction. Dans les cas où la durée de vie des espèces est très

¹Ce qui prouve la nécessité d'adapter, dans le futur, le modèle fluide qui a été codé pour Mars à Vénus. Ainsi, les températures et concentrations électroniques n'auront plus besoin d'être tirées d'un modèle, puisqu'elles seront directement calculées.

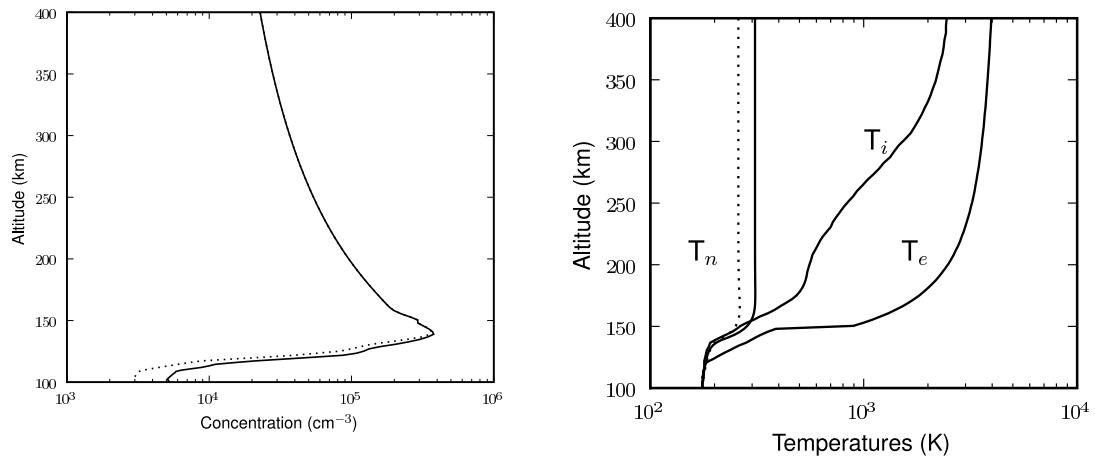


FIG. 2.2 – Le modèle de concentration électronique (traits pleins : $F_{10.7} = 200$; pointillés : $F_{10.7} = 80$), et le modèle de température neutre (T_n), ionique (T_i) et électronique (T_e). Ces deux dernières températures, tirées de Theis et al. [143, 144], ne prennent pas en compte l'activité solaire.

faible, de l'ordre de la seconde, nous pouvons négliger les diffusions et donc nous contenter de l'approximation stationnaire :

$$[A] = \frac{\sum_{crea} k_{crea,i} \prod_{j,k,P_j \neq A, P_k \neq A} [P_j][P_k]}{\sum_{detr} k_{detr,i} \prod_{j,P_j \neq A} [P_j]} \quad (2.1)$$

Où A est l'espèce dont on cherche la concentration, P_i, P_j les espèces entrant dans les réactions chimiques créant et détruisant A , et les k sont les coefficients de réaction chimique pour la création et la destruction de A . Cette approximation ne nous permet pas de traiter les ions majoritaires de l'atmosphère de Vénus, et ainsi de calculer la concentration en électrons. Il nous faut pour ça utiliser le modèle fluide. Mais elle est valide pour calculer les concentrations en états excités, dans ce cas, nous avons généralement l'ajout d'un coefficient de désexcitation radiative.

2.2.3 Les ionisations prises en compte

Nous pouvons voir les photoionisations et les ionisations par impact électronique prises en compte dans le tableau 2.1. Comme expliqué dans la section 2.2.1, nous ne prenons en compte que les ionisations des espèces principales, mais aussi de O^+ , l'ion principal, pour l'explication de la production de O^{++} .

2.3 Les processus d'excitation des espèces présentes dans la haute atmosphère de Vénus

2.3.1 Pour l'oxygène atomique O

Production d' $O(^1S)$ par O

L'état $O(^1S)$ est un état métastable, car ses transitions vers les niveaux d'énergie inférieure sont interdites, notamment sa transition vers $O(^3P)$, le niveau fondamental. Autrement dit, $O(^1S)$ ne correspond pas à un état d'excitation lorsque l'on considère l'atome d'oxygène dans son approximation dipolaire (i.e. comme un atome de Bohr). Ces états métastables, qui correspondent à des couplages magnétiques, rotationnels et/ou vibrationnels, ont des durées de vie longues et sont difficilement peuplés par excitation photonique. Le mode de peuplement principal de ces états se fait par impact électronique ou par dissociation de molécules. C'est pourquoi nous ne prenons pas en compte la diffusion résonnante dans le calcul de la production de $O(^1S)$. Par contre, nous calculons sa production en fonction de l'impact électronique sur O.

Numéro d'ionisation	Processus	Seuil (eV)
1	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+(X) + e^-$	13.77
2	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+(A + B) + e^-$	17.310
3	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+(C) + e^-$	19.39
4	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}^+ + \text{O} + e^-$	19.446
5	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{O}^+ + \text{CO} + e^-$	19.07
6	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{C}^+ + \text{O}_2 + e^-$	27.9
7	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^{++} + 2e^-$	37.6
8	$\text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + e^-$	15.6
9	$\text{N}_2 \rightarrow \text{N}^+ + \text{N} + e^-$	24.3
10	$\text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^{++} + 2e^-$	43.6
11	$\text{CO} \rightarrow \text{CO}^+ + e^-$	14.01
12	$\text{CO} \rightarrow \text{C}^+ + \text{O} + e^-$	22.37
13	$\text{CO} \rightarrow \text{O}^+ + e^-$	24.71
14	$\text{O} \rightarrow \text{O}^+ + e^-$	13.61
15	$\text{O} \rightarrow \text{O}^{++} + 2e^-$	48.74
16	$\text{O}^+ \rightarrow \text{O}^{++} + e^-$	35.13

TAB. 2.1 – Les processus d'ionisation.

Production d'O(¹D) par O

L'état O(³S) étant aussi un état métastable, nous prenons uniquement en compte l'impact électronique sur O pour sa production. Pour l'origine des sections efficaces, on se reportera à Lummerzheim and Liliensten [97].

Production d'O(³S) par O

La transition O(³S) → O(³P) n'étant pas interdite, la diffusion résonnante est possible. Le calcul de la diffusion résonnante nécessite de connaître le coefficient d'Einstein de la transition et la force d'oscillateur. Le coefficient d'Einstein est trouvé dans la base de données NIST, tandis que la force d'oscillateur est donnée dans Doering et al. [34], Biemont and Zeippen [14] et Nahar [112].

La production de O(³S) par impact électronique sur O est prise en compte [97].

Production d'O(⁵S) par O

La transition O(⁵S) → O(³P) est interdite, mais elle est très rapide (de l'ordre de la milliseconde). Le coefficient d'Einstein est trouvé dans la base de données NIST, tandis que la force d'oscillateur est donnée dans Biemont and Zeippen [14]. La production de O(⁵S) par impact électronique sur O est prise en compte [97].

Production d'O(³P*)

La production de O(³P) (état excité, qui se note comme l'état fondamental, dont l'état électronique est $(1s)^2(2s)^2(2p)^3(3p)^1$), est due à l'impact électronique sur l'oxygène atomique. Les sections efficaces sont dans Gulcicek et al. [55]. Par la suite, pour éviter les confusions, nous noterons cet état O(³P*).

2.3.2 Pour le CO₂

Nous ne détaillerons ici que les productions qui posent problème. Les références pour les autres productions se trouvent dans les tableaux 2.2 et 2.3.

Production d'O(¹S) par CO₂

La programmation de la production d'O(¹S) par photodissociation a été fait par Witasse [154], qui s'est basé sur Lawrence [81]. Pour cette partie, l'intégration dans le modèle de la raie Lyman-α comme source d'excitation à été effectuée, elle prend en compte la variation du flux solaire.

Production d'O(¹D) par CO₂

Par photodissociation : La production d'O(¹D) par photodissociation est un sujet soumis à controverse [63]. Delsemme [32] note que “the photodissociation of CO₂(¹Σ_g⁺) into CO(*X*¹Σ⁺) plus O(¹D) with a quantum yield of unity is consistent with all known data on the CO₂ ultraviolet absorption band between 1675 and 1400 Å. Astrophysical data from the atmospheres of Mars and Venus are not inconsistent with this interpretation and cometary data seem to support it”. A l’opposé, dans Slanger et al. [130], les sections efficaces de photodissociation sont étudiées plus précisément dans la fenêtre 1200 - 1500 Å. Ce sont ces dernières mesures que nous avons utilisées dans le programme en tant qu’approximation.

Par impact électronique : Aucune mesure de production d'O(¹D) par impact électronique n’a été rapportée. Cette production a été considérée comme négligeable dans le cadre de la haute atmosphère de Vénus. (Un raisonnement par analogie avec le résultat sur O(¹S) tend à confirmer cette hypothèse).

2.3.3 Pour le CO

Production de CO(*A*¹Π) (4th positive bands)

Par diffusion résonnante : Dans les atmosphères planétaires, la production principale de CO(*A*¹Π) est faite par diffusion résonnante au niveau de la raie *Ly*_α [39, 68, 69]. Voir aussi Durrance [38]

Par impact électronique : On peut trouver des sections efficaces d’impact électronique dans Ajello [2], mais le travail de Beegle et al. [11], plus récent, améliore la précision de ces résultats. C’est donc ceux-ci que nous prendrons.

Production de CO(*a*³Π) (Cameron bands)

Voir tableau2.3.

2.3.4 Pour l’O₂

Certaines productions d’états excités de l’oxygène sont fait par dissociation de O₂.

Production d'O(¹S) Nous reprenons les travaux de Witasse [154] sur la production d'O(¹S) par photodissociation de O₂. Les sections efficaces sont tirées de Lawrence and Ewan [83].

2.4 Modélisation des émissions thermosphériques dans l'atmosphère de Vénus

2.4.1 Calcul des émissions de l'oxygène atomique neutre

L'oxygène atomique neutre a quatre niveaux d'excitation principaux (O(¹S), O(¹D), O(³S) et O(⁵S)) en plus de son fondamental (O(³P)). Ces états sont responsables de 2 raies dans le visible : les raies rouges et vertes, ainsi que des émissions dans l'ultraviolet (2972 Å, 1304 Å et 1356 Å). Deux autres états d'excitations se rajoutent, O(³P*) et O(⁵P). Leur particularité est le fait de pouvoir se désexciter à travers une transition autorisée vers un autre état excité (Fig. 2.3). L'état excité O(³P*), (configuration électronique (1s)²(2s)²(2p)³(3p)¹) est responsable de la raie à 8446 Å lors de sa transition vers O(³S). L'état O(⁵P) est responsable des raies à 7772, 7774 et 7775 Å quand il se désexcite vers le niveau O(⁵S).

Par rapport à la Terre, dont les principales sources d'états excités et de désexcitations sont étudiées dans Lilensten and Blelly [87], il faut ajouter l'influence du CO₂ et du CO, et prendre en compte les paramètres qui ont été négligés (influence de Ly_α).

Émission de la raie verte de l'oxygène

La raie verte est la raie d'émission de l'oxygène à 5577 Å. Celle-ci provient de la désexcitation de O(¹S) en O(¹D). Une autre transition possible de cet état O(¹S) est de retomber à l'état fondamental O(³P). Dans ce cas, il y a émission à 2972 Å. L'intensité relative (en Rayleigh) de ces émissions correspond donc au rapport entre les probabilités de transition, si l'on ne tient pas compte d'éventuelles absorptions. La raie verte est une raie interdite, la diffusion résonnante est donc négligeable. Les processus pris en compte sont :

Les productions de O(¹S)

- p1 Impact électronique sur O
- p2 Recombinaison dissociative de O₂⁺.²

²D'où la nécessité de connaître la concentration de O₂⁺

	O(1S) Raie verte 5577 Å Transition interdite	O(1D) Raie rouge 6300 Å Transition interdite	O(3S) 1304 Å	O(5S) 1356 Å
CO ₂ Photodissociation Impact électronique	Lawrence and Ewan [83] Witasse [154]	Slanger et al. [130]	Wu and Judge [160] Ajello [2]	Ajello [2]
CO Photodissociation Impact électronique			Wu and Judge [160] Ajello [3]	
O Diffusion résonnante Impact électronique	nq ^a ll94 ^c	nq ll94	bz92 ^b ll94	bz92 ll94

TAB. 2.2 – Tableau récapitulatif des références concernant les sections efficaces et les processus pris en compte pour les états excités de l'oxygène.

^aLa diffusion résonnante est négligeable pour les transitions interdites

^bBiemont and Zeppen [14]

^cLummerzheim and Lilensten [97]

	CO($a^3\Pi$) Cameron Bands 1900 – 2700 Å	CO($A^1\Pi$) 4 th positive bands 1200 – 1800 Å
CO ₂ Photodissociation Impact électronique CO ₂ ⁺ + e ⁻	Lawrence [82] Witasse [154] Skrzypkowi et al. [128]	Gentieu and Mentall [51] Ajello [2] Tsuji et al. [148]
CO Diffusion résonnante Impact électronique	James [65] Ajello [3]	Eidelsberg et al. [39] Beegle et al. [11]

TAB. 2.3 – Tableau récapitulatif des références concernant les sections efficaces et les processus pris en compte pour les états excités du CO.

- p3 Désactivation collisionnelle de N₂($A^3\Sigma_u^+$)
- p4 Photodissociation de O₂
- p5 Réaction N + O₂⁺
- p6 Photodissociation du CO₂³
- p7 Impact électronique sur le CO₂³
- p8 Le processus de Barth O + O + CO₂ + O → O₂ + CO₂ + O(1S) (voir 3.3)

Les pertes de O(1S)

- 11 Transition radiative (5557 Å et 2972 Å)
- 12 Collision³ avec O₂
- 13 Collision avec O
- 14 Collision avec CO³
- 15 Collision avec CO₂³
- 16 Collision avec N₂
- 17 Impact électronique

Équation de la production lumineuse Les probabilités de transitions radiatives de O(1S) sont :

- $A_{5577} = 1.215$ pour la transition à 5577 Å
- $A_{2972} = 0.076$ pour la transition à 2972 Å

³spécifique à Vénus et Mars

³Atténuation de l'état excité par collision, ou “quenching”

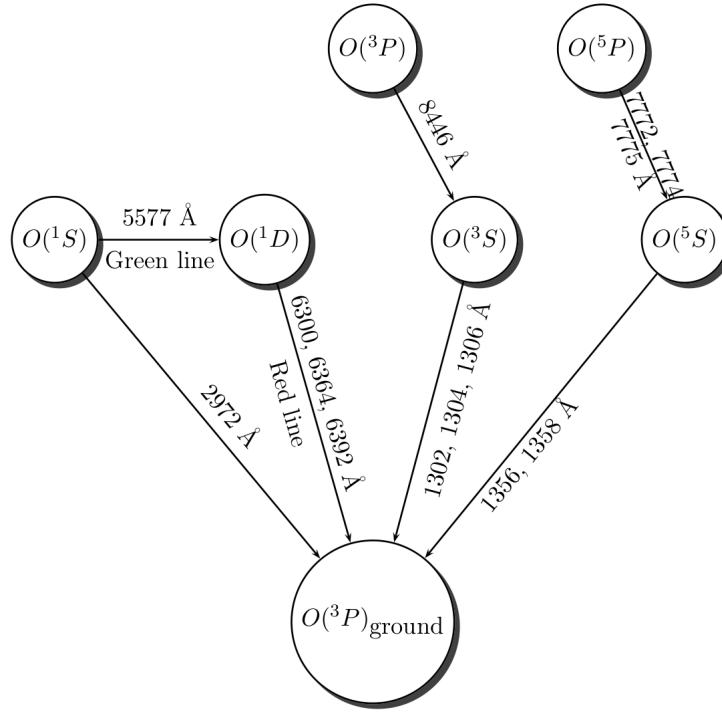


FIG. 2.3 – États excités et transitions de l'oxygène atomique

Production de la raie verte en fonction de l'altitude :

$$P_{5577} = A_{5577} \left(\frac{\sum_{i=1}^8 p(i)}{\sum_{j=1}^7 l(j)} \right) \quad (2.2)$$

Pour la production de la raie à 2972 Å, il suffit de remplacer la probabilité de transition.

On peut donc remarquer que la durée de vie de cet état pour la transition radiative est de l'ordre de 0.8 s.

Le problème principal de la simulation de cette raie se situe au niveau des réactions de production p5 et p8. La réaction entre N et O_2^+ est en effet sujette à réflexion, et le processus de Barth, validé dans le cas de la Terre, peut être fortement atténué dans une atmosphère différente. Nous détaillerons ces problèmes en section 3.3.

Émission de la raie rouge de l'oxygène

La raie rouge correspond à la transition $O(^1D)$ vers $O(^3P)$, c'est en réalité une triple raie car elle a ses émissions à 6300 Å, 6360 Å et 6390 Å.

La raie rouge provient d'une transition interdite, la diffusion résonnante est donc négligeable. Par contre, la création de $O(^1D)$ par impact électronique et photodissociation de CO_2 n'est pas négligeable.

Les processus pris en compte sont :

Productions de $O(^1D)$

- p1 Impact électronique sur O
- p2 Recombinaison dissociative de O_2^+
- p3 Photodissociation de O_2
- p4 Impact des électrons thermiques
- p5 Cascade du niveau $O(^1S)$
- p6 Réaction $N(^2D) + O_2$
- p7 Réaction $N^+ + O_2$
- p8 Recombinaison dissociative du CO^+ ³
- p9 Atténuation de $O(^1S)$ ^{3 4}
- p10 Photodissociation de CO_2 ³

Pertes de $O(^1D)$

- 11 Transitions radiatives (3 raies rouges)
- 12 Collisions avec O_2
- 13 Collisions avec O
- 14 Collisions avec N_2
- 15 Collisions avec les électrons thermiques
- 16 Collisions avec CO_2 ³
- 17 Collisions avec CO ³

Équation de la production lumineuse Les probabilités de transition radiative de $O(^1D)$ sont :

- $A_{630} = 7.1 \cdot 10^{-3}$ pour la transition à 6300 Å
- $A_{633} = 2.2 \cdot 10^{-3}$ pour la transition à 6363 Å
- $A_{639} = 6.39 \cdot 10^{-7}$ pour la transition à 6390 Å

⁴Collisions des neutres avec $O(^1S)$ donnant $O(^1D)$

Production de la raie rouge en fonction de l'altitude :

$$P_{630} = A_{630} \left(\frac{\sum_{i=1}^{10} p(i)}{\sum_{j=1}^7 l(j)} \right) \quad (2.3)$$

On peut donc remarquer que la durée de vie de cet état pour la transition radiative est de l'ordre de 107 s.

Émissions à 1304 Å, 1356 Å et cascades sur leurs niveaux respectifs

L'émission à 1304 Å provient de l'état excité $O(^3S)$, celle à 1356 Å vient de l'état $O(^5S)$ (les transitions se font de l'état excité vers le fondamental). Ces raies ont une durée de vie faible, on néglige donc l'atténuation par collision dans leur cas, la diffusion résonnante est importante pour celle à 1304 Å.

Émission à 8446 Å L'émission à 8446 Å provient de la désexcitation de l'état $O(^3P^*)$. La transition $O(^3P^*) \rightarrow O(^3P)$ est interdite, et la désexcitation la plus probable est $O(^3P^*) \rightarrow O(^3S)$ (les autres sont négligeables : la transition vers $O(^5S)$ a un coefficient d'Einstein $A = 6.44 \cdot 10^2 \text{ s}^{-1}$ alors que celle vers $O(^3S)$ a un coefficient $A = 3.22 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, source NIST⁵). L'excitation de l'état se fait uniquement par impact électronique. La durée de vie pour la transition radiative est de l'ordre de 31 μs .

Émission à 7772 Å L'émission à 7772 Å est un triplet (7772, 7774, 7775 Å) provenant de la désexcitation de l'état $O(^5P)$. Comme pour l'état précédent, la transition vers le fondamental est interdite, la désexcitation la plus probable est celle formant le triplet $O(^5P) \rightarrow O(^5S)$. L'excitation de l'état se fait uniquement par impact électronique. La durée de vie pour la transition radiative est de l'ordre de 27 μs .

Émission à 1304 Å La transition $O(^3S) \rightarrow O(^3P)$ est autorisée. Elle donne un triplet à 1302.168 Å, 1304.858 Å et 1306.029 Å (source NIST). Le problème principal de cette raie est qu'elle est optiquement épaisse dans l'atmosphère de Vénus, de plus, elle est couplée avec la raie (14,3) de la 4^{ème} bande positive du CO. Pour finir, comme c'est une transition autorisée, la diffusion résonnante doit être prise en compte. C'est pourquoi un code de transfert radiatif est nécessaire. Les sources de $O(^3S)$ prise en compte sont :

- Impact électronique sur O
- Cascade depuis l'état excité $O(^3P)$

⁵<http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/>

- Photodissociation de CO et CO₂
- Impact électronique sur CO et CO₂

La durée de vie de l'état est 3 μ s.

Émission à 1356 Å La transition $O(^5S) \rightarrow O(^3P)$ est interdite, mais elle a une durée de vie très faible. Elle donne un doublet à 1355.598 Å et 1658.512 Å. Comme pour $O(^3S)$, la raie (14,4) de la 4^{ème} bande positive du CO influence les observations, il faut donc un modèle de transfert radiatif pour étudier cette transition. L'autre source de $O(^5S)$ est l'impact électronique sur O et CO₂. La durée de vie de l'état est 240 μ s.

2.4.2 Calcul des émissions du CO

Un récapitulatif des transitions du CO est représenté sur la figure 2.4.

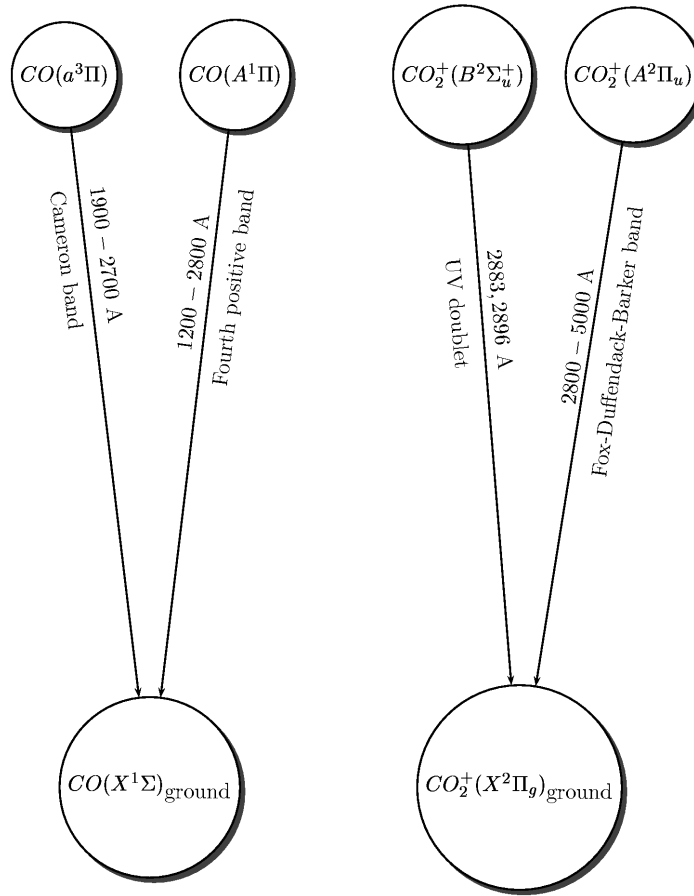
Emission de la 4^{ème} bande positive du CO

Nous étudions cette émission car elle peut altérer les raies à 1356 Å et 1304 Å de l'oxygène. Elle provient de la désexcitation de l'état excité $CO(A^1\Pi)$ vers l'état fondamental $CO(X^1\Sigma)$. La bande émet entre 1200 et 2800 Å, mais est importante entre 1300 et 1800 Å pour Vénus [43]. Elle prend en compte la photodissociation et l'impact électronique sur le CO₂, la recombinaison dissociative du CO_2^+ et l'impact électronique sur CO. La fluorescence par photoexcitation doit se faire par un code de transfert radiatif. L'excitation par la raie Ly_α est responsable de près de 90% de cette excitation. Les forces d'oscillateur peuvent être trouvées dans Morton and Noreau [109]. Pour le taux de la recombinaison dissociative, on prend 5% de création de $CO(a^3\Pi)$ [148].

Bandes de Cameron

Nous étudions ici les émissions de la bande de Cameron, cette bande provient de la transition $CO(a^3\Pi) \rightarrow CO(X^1\Sigma)$. Les bandes de Cameron sont principalement excitées par la photodissociation et l'impact électronique sur le CO₂ [26].

Elle prend en compte la photodissociation et l'impact électronique sur le CO₂, la recombinaison dissociative du CO_2^+ et l'impact électronique sur le CO. Pour le taux de la recombinaison dissociative, on a $29 \pm 10\%$ de création de $CO(a^3\Pi)$ [128]. L'état $CO(a^3\Pi)$ est métastable, de durée 8ms. On peut aussi négliger la fluorescence par excitation photonique. La simulation est donc valide aussi bien le jour que la nuit.

FIG. 2.4 – États excités et transitions du CO et du CO₂

2.4.3 Calcul des émissions du CO₂⁺

Le CO₂ est une molécule qui n'est pas assez stable pour avoir des raies d'émissions importantes dans l'UV : elle s'ionise ou se dissocie à de telles énergies. Par contre, le CO₂⁺ a des bandes importantes : le doublet à 2900 Å ainsi que la bande de Fox-Duffendack-Barker. Les transitions qui produisent ces bandes sont autorisées, ce qui veut dire que la diffusion résonnante n'est pas négligeable. Un récapitulatif des transitions du CO₂⁺ est représenté sur la figure 2.4.

Doublet du $\text{CO}_2^+(B^2\Sigma_u^+)$

Le doublet à 2883 – 2896 Å provient de la transition de l'état $\text{CO}_2^+(B^2\Sigma_u^+)(0, 0, 0)$ vers le fondamental. La diffusion résonnante est négligeable pour cet état [43]. Les productions prises en compte sont la photoionisation et l'ionisation par impact électronique. Nous trouvons les sections efficaces et les facteurs de branchement dans Avakyan and [7], Itikawa [64] et Tsurubuchi and Iwai [149]. Aucune observation de ce doublet dans l'atmosphère de Vénus n'a été annoncée. On notera que ce doublet est facilement visible dans les spectres pris par SPICAM sur Mars.

La bande de Fox-Duffendack-Barker $\text{CO}_2^+(A^1\Pi_u)$

Cette bande émet entre 2800 et 5000 Å. Elle correspond à la transition de $\text{CO}_2^+(A^1\Pi_u)$ vers l'état fondamental. La diffusion résonnante est responsable de 30% des émissions de cette bande selon Fox and Bougher [43]. Comme pour le doublet du CO_2^+ , nous avons pris en compte la photoionisation et l'ionisation par impact électronique comme sources.

2.4.4 Calcul des émissions de l'azote

L'azote moléculaire a de nombreuses voies de désexcitation (voir Figure 2.5).

LBH : Lyman Birge Hopfield

Cette bande émet entre 1270 et 2200 Å. Elle provient de la transition de $\text{N}_2(a^1\Pi_g)$ vers $\text{N}_2(X^1\Sigma_g^+)$. Cette transition étant interdite, la diffusion résonnante est négligeable. La source de cette bande est l'impact électronique sur N_2 . Dans notre simulation, nous avons pris en compte 105 raies de cette bande, nous avons ainsi la possibilité de faire un spectre synthétique, et même un profil en altitude pour chaque raie.

BH : Birge Hopfield

La bande Birge Hopfield est excitée par impact électronique et par résonance (la transition $\text{N}_2(X^1\Sigma_g^+) \rightarrow \text{N}_2(b^1\Pi_u)$ est autorisée). Elle émet entre 950 et 1700 Å. L'état $\text{N}_2(b^1\Pi_u)$ peut se dissocier, en créant deux atomes d'azote, un dans l'état fondamental $N(^4S)$ et l'autre dans l'état $N(^2D)$.

VK : calcul des bandes de Vegard Kaplan

La bande de Vegard Kaplan provient de la transition radiative de $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ vers $N_2(X^1\Sigma_g^+)$.

$N_2(A^3\Sigma_u^+)$ est produit par cascade depuis $N_2(B^3\Pi_g)$, lui même produit par cascade depuis $N_2(C^3\Pi_u)$ et $N_2(B^3\Sigma_u)$. Depuis l'état fondamental ($N_2(X^1\Sigma_g^+)$), ces raies sont interdites, mais les bandes positives ($N_2(C^3\Pi_u) \rightarrow N_2(B^3\Pi_g)$ et $N_2(B^3\Pi_g) \rightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+)$) ne le sont pas. Or, l'état $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ étant métastable (durée de vie : 2 s), il peut y avoir diffusion résonnante dans la première bande. Cet effet n'a pas été pris en compte.

Comme il s'agit d'une transition interdite, il faut non seulement prendre en compte la cascade, mais aussi l'atténuation par O, O₂, CO et CO₂. Le coefficient d'atténuation provient de Dreyer et al. [36] et le coefficient d'Einstein pour l'émission de Shemansky [125].

Bandes positives

La première bande positive correspond à la transition $N_2(B^3\Pi_g) \rightarrow N_2(A^3\Sigma_u^+)$ et la seconde à la transition $N_2(C^3\Pi_u) \rightarrow N_2(B^3\Pi_g)$

Pour la seconde bande, la production est uniquement due à l'impact électronique (car le temps de vie de $N_2(B^3\Pi_g)$ est trop court pour avoir une diffusion résonnante vers l'état $N_2(C^3\Pi_u)$). Pour la première bande, la production de $N_2(B^3\Pi_g)$ est calculée par cascade depuis l'état $N_2(C^3\Pi_u)$ et les états $N_2(B^3\Sigma_u)$ et $N_2(W^3\Delta_u)$ (uniquement peuplés par impact électronique eux aussi).

Ces transitions sont toutes autorisées. Étant donné que l'état $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ est métastable, il est possible de l'exciter par photoabsorption pour repasser à l'état $N_2(B^3\Pi_g)$. Ce phénomène a été négligé, on peut en trouver des détails dans Broadfoot et al. [21].

2.4.5 Calcul des émissions de l'azote moléculaire ionisé

Première bande négative

La première bande négative provient de la transition $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$. Elle émet principalement à 3914 et 4278 Å. C'est une transition autorisée : il faut prendre en compte l'excitation par photoabsorption, la photoionisation et l'ionisation par impact électronique. Dans notre modèle, seule l'ionisation par impact électronique a été prise en compte, le calcul de la première bande positive n'est donc valable que la nuit.

Meinel

La bande de Meinel provient de la transition $N_2^+(A^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$. Elle émet entre 6400 et 8000 Å. Comme dans le cas de la 1ère bande négative, nous avons une transition autorisée pour laquelle nous prenons uniquement en compte l'impact électronique. Pour que la simulation soit valide pour le côté éclairé de la planète, il faudrait rajouter un modèle de transfert radiatif.

2.4.6 Calcul des émissions de l'azote atomique (neutre et ionisé)

L'excitation de ces deux états est calculée uniquement pour l'impact électronique sur la molécule N_2 .

Neutre

Seule la création de $N(^2D)$ par impact électronique sur N_2 est prise en compte. L'excitation de $N(^2D)$ est le résultat de la dissociation de 50% de l'état $N_2(b^1\Sigma_u)$, de 50% de $N_2(C'^4\Sigma_u^+)$ et de 5% de $N_2(b^1\Pi_u)$.

Ionisé

Multiplet à 640 et 1090Å issu de 50% de la dissociation de l'état $N_2(b^1\Sigma_u)$
 Multiplet à 915Å issu de 50% de la dissociation l'état $N_2(c'^4\Sigma_u^+)$.

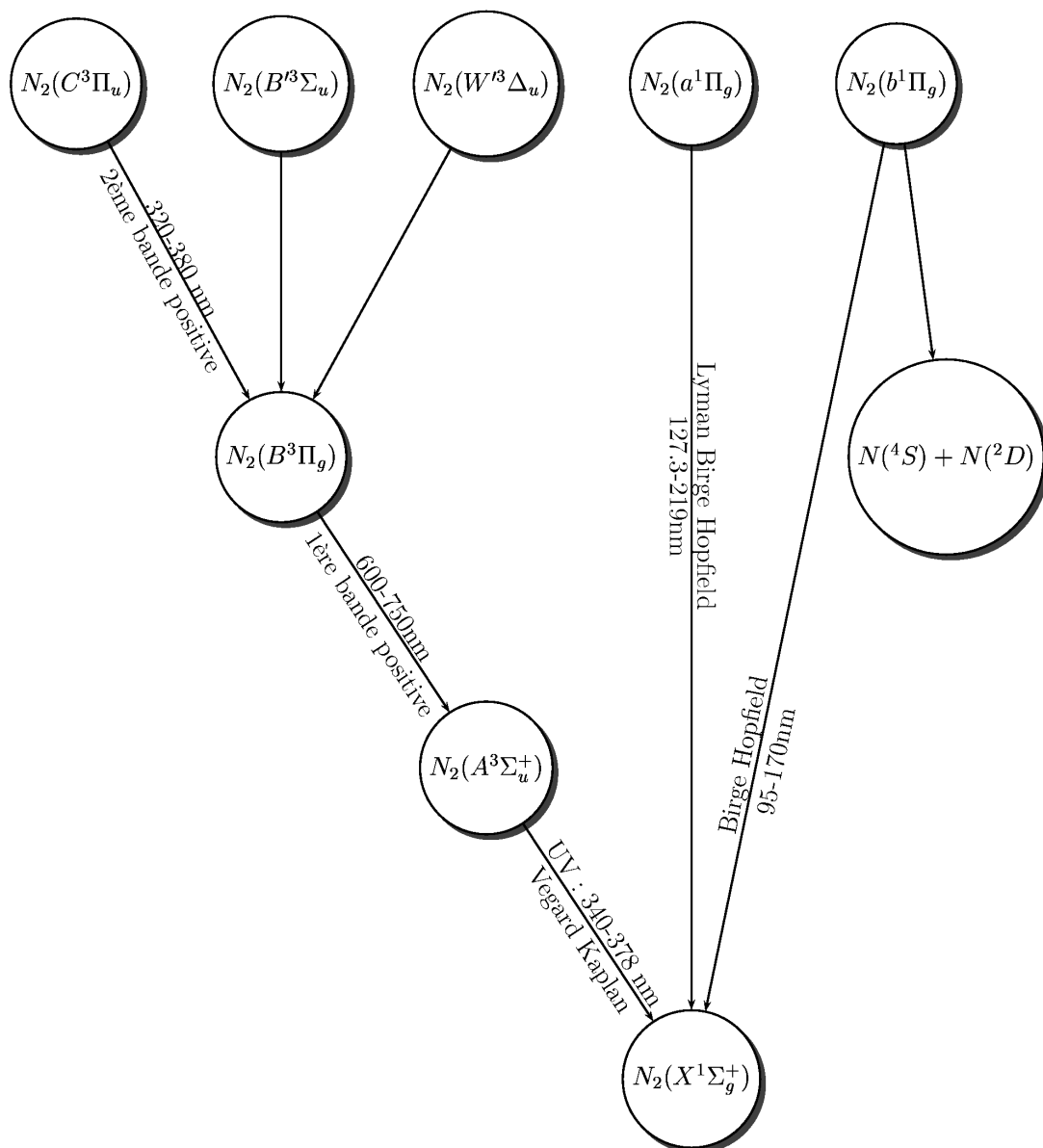
2.4.7 O₂ et NO

Les bandes d'émissions de O₂ et NO sont importantes du côté nocturne de Vénus. Elles proviennent de la stratosphère (et de réactions à trois corps). Je ne les ai donc pas modélisées ici.

2.5 Conclusion

Cette étude de l'atmosphère de Vénus nous permet de compléter le modèle Trans*, et ainsi de former le programme TransVenus, permettant d'étudier les ionisations et excitations. Ce modèle nous permet, en rajoutant un peu de chimie, de calculer certaines concentrations d'espèces, que nous sommes capables de comparer avec les observations. Il permet aussi de calculer les émissions lumineuses de la haute

atmosphère de la planète. Celles-ci sont comparables avec les mesures, in-situ ou depuis un observatoire sur Terre. C'est ce travail de comparaison qui nous permet de valider le code TransVenus, et ainsi notre compréhension des profils d'ionisation des hautes atmosphères.

FIG. 2.5 – États excités et transitions de l'azote moléculaire (N_2)

Chapitre 3

Les résultats des simulations TransVenus

Le programme TransVenus, décrit précédemment, permet de simuler plusieurs paramètres pouvant être comparés directement avec les observations. Deux missions spatiales, Pioneer Venus Orbiter (PVO), et Venus Express (VEX), donnent des résultats comparables avec TransVenus, bien que l'on ait pû, jusqu'à présent, ne faire des comparaisons quantitatives qu'avec les observations de PVO.

3.1 La production ionique et la concentration de dications

3.1.1 Les productions ioniques calculées par le modèle TransVenus

Les résultats de TransVenus, concernant l'ionisation de la haute atmosphère de Vénus, sont représentés sur les figures 3.1 et 3.2. Ils montrent notamment que les taux de production de certains dications sont plus importants que ceux de O_2^+ . Les productions calculées dans ce modèle sont comparables à celles calculées dans le modèle de Fox and Sung [45] (lorsqu'elles sont existantes dans ce dernier modèle). Ainsi, la production de CO_2^+ atteint un pic dans les deux modèles à 140 km, pour une production proche de $10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Ce pic vaut aussi pour O^+ qui, dans les deux modèles, est proche de $10^3 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ pour une faible activité solaire et $10^4 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ à forte activité solaire. Viennent ensuite les pics de CO^+ (proche de celui de O^+) et de N_2^+ (environ quatre fois plus faible). La compatibilité de ces résultats permet de

prouver la validité de notre modèle.

3.1.2 Le calcul de la concentration de dications

La première utilisation de ce modèle a été de calculer les concentrations de dications O^{++} , N_2^{++} et CO_2^{++} . Le fait notable est que l'ion O^{++} a déjà été découvert sur Vénus et a déjà été modélisé [44]. Nous verrons que TransVenus a permis d'améliorer cette modélisation jusqu'à l'ionopause, tout ceci en accord avec les mesures.

Cette partie est spécifique aux dications dans la haute atmosphère, c'est à dire qu'ils sont issus de processus dont l'énergie est inférieure à celle de l'impact des rayons cosmiques et l'effet Auger (qui ne sont donc pas pris en compte). En effet, plus une source d'ionisation est énergétique, plus son pic d'ionisation est bas dans l'atmosphère, ce qui fait que les deux processus précédents sont négligeables dans la haute atmosphère, mais commencent à être importants en dessous de 100 km ⁽¹⁾.

3.1.3 La chimie des dications dans l'atmosphère de Vénus

La partie chimie de ce travail a été fait en collaboration de R. Thissen, O. Dutt (LPG) et C. Alcaraz (LCP). Les dications étant des espèces très réactives, leur temps de vie caractéristique est faible (de l'ordre de quelques secondes au plus). L'approximation stationnaire est donc tout à fait valide pour leur chimie.

CO_2^{++}

La recherche de CO_2^{++} est une adaptation du travail sur les dications dans l'atmosphère de Mars [156, 157]. Pour des raisons expérimentales (voir 3.1.5), aucune dication moléculaire n'a été encore détecté dans les hautes atmosphères planétaires, contrairement aux dications atomiques (ex [46], et 3.1.5). Certaines réactions chimiques ont été ajoutées pour prendre en compte les spécificités de l'atmosphère de Vénus. Comme CO_2^{++} est un dication instable, c'est à dire qu'il se dissocie spontanément, il faut prendre en compte son temps de vie caractéristique dans l'équation de la concentration. Les réactions prises en compte sont donc :

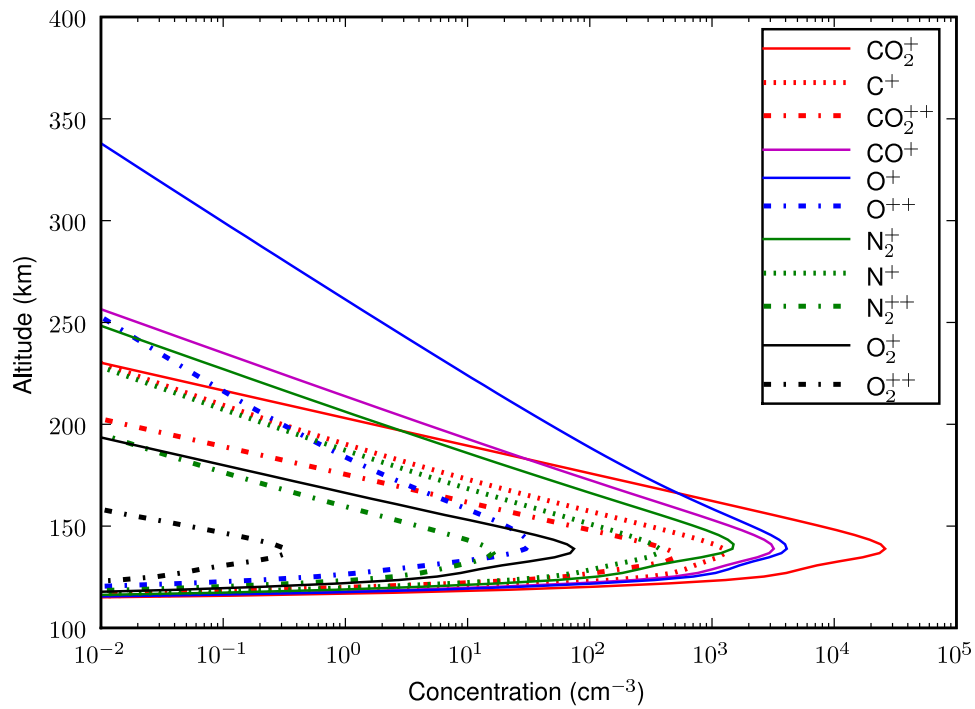
– Recombinaison dissociative : $CO_2^{++} + e^-$:

$$k_{dr} = (6.2 \pm 1.5) 10^{-7} \times \sqrt{\frac{300}{T_e}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} [123]$$

– Réaction avec le CO_2 :

$$k_{CO_2} = (2.1 \pm 0.4) 10^{-10} \times \sqrt{\frac{T_h}{300}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} [47]$$

¹Ils seront étudiés par la suite

FIG. 3.1 – Production ionique à $f_{10.7} = 80$, longitude : 0° (midi), latitude : 45°

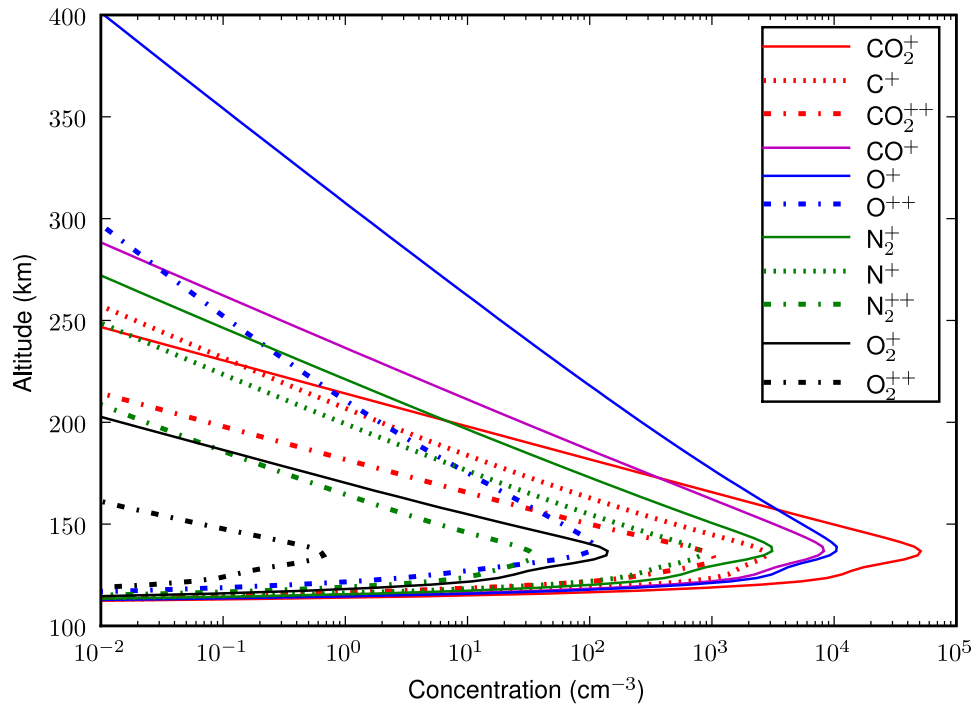


FIG. 3.2 – Production ionique à $f_{10.7} = 200$, longitude : 0° (midi), latitude : 45°

- Dissociation spontanée : $\tau = 4$ s [102, 101]
- Réaction avec l’oxygène : le taux de réaction n’a jamais été mesuré à cause de l’instabilité et de la réactivité de l’oxygène atomique (c’est un radical). Pour avoir une estimation du taux de réaction, R. Thissen s’est basé sur une série de mesures de réactivité de CO_2^{++} avec des espèces stables. Le résultat est : $k_{\text{O}} = (2. \pm 1.2) 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. [156, 157]

Cela nous donne l’équation qui a été résolue à toutes les altitudes :

$$N_{\text{CO}_2^{++}} = \frac{P_{\text{CO}_2^{++}}^{\text{Photo}} + P_{\text{CO}_2^{++}}^{\text{Impact}}}{N_e \cdot k_{dr} + N_{\text{CO}_2} \cdot k_{\text{CO}_2} + N_{\text{O}} \cdot k_{\text{O}} + \frac{1}{\tau}} \quad (3.1)$$

N_2^{++}

N_2^{++} est aussi un dication moléculaire, comme CO_2^{++} , il est instable. Les réactions prises en compte sont

- Recombinaison dissociative : $\text{N}_2^{++} + e^-$:
 $k_{dr} = (5.8 \pm 1.5) 10^{-7} \times \sqrt{\frac{300}{T_e}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [124]
- Réaction avec le CO_2 :
 $k_{\text{CO}_2} = (3.0 \pm 1.8) 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (R. Thissen, mesures de laboratoire)
- Réaction avec O :
 $k_{\text{O}} = (1.8 \pm 1.0) 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Estimation de R. Thissen, voir 3.1.3)
- Réaction avec N_2 :
 $k_{\text{N}_2} = (2.7 \pm 0.7) 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [89]
- Dissociation : $\tau = 3$ s [102]

Ce qui nous donne l’équation

$$N_{\text{N}_2^{++}} = \frac{P_{\text{N}_2^{++}}^{\text{Photo}} + P_{\text{N}_2^{++}}^{\text{Impact}}}{N_e \cdot k_{dr} + N_{\text{CO}_2} \cdot k_{\text{CO}_2} + N_{\text{O}} \cdot k_{\text{O}} + N_{\text{N}_2} \cdot k_{\text{N}_2} + \frac{1}{\tau}} \quad (3.2)$$

O^{++}

Le dication O^{++} a déjà été observé dans l’atmosphère de Vénus [46]. L’idée est ici d’améliorer la correspondance entre la simulation et les observations. La difficulté à été d’améliorer le résultat aux hautes altitudes (au dessus de 300 km). C’est pour cela que l’ionisation (photoionisation et impact électronique) de l’ion O^+ a été prise en compte, ainsi que la réaction avec H et He, espèces dominantes au haut de notre grille de simulation (400 km d’altitude).

- Recombinaison : $O^{++} + e^-$:
 $k_r = 2.1 \cdot 10^{-11} \times \frac{4}{\sqrt{T_p}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ avec $T_p = \frac{T_e + T_i}{2}$ (température de plasma) [113].
- Réaction avec CO_2 :
 $k_{CO_2} = 2.0 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [46]
- Réaction avec N_2 . En supposant une température neutre de 300 K, ce qui est valide puisque la concentration de N_2 est importante à basse altitude, où la température est de cet ordre [66], on a :
 $k_{N_2} = (1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
- Réaction avec O :
 $k_O = (1.06 \pm 0.40) \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [126] (basé sur des observations de la haute atmosphère terrestre)
- Réaction avec CO :
 $k_{CO} = 1.6 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [46]
- Réaction avec H :
 $k_H = 1.1 \cdot 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ [61]
- Réaction avec He :
 $k_{He} = 1.1 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (à $T_n = 1000\text{K}$, prédominant au dessus de 300 km) [71]

Ce qui nous donne l'équation suivante :

$$N_{O^{++}} = \frac{P_{O \rightarrow O^{++}}^{Photo} + P_{O \rightarrow O^{++}}^{Impact} + P_{O^+ \rightarrow O^{++}}^{Photo} + P_{O^+ \rightarrow O^{++}}^{Impact}}{N_e \cdot k_r + N_{CO_2} \cdot k_{CO_2} + N_{N_2} \cdot k_{N_2} + N_O \cdot k_O + N_{CO} \cdot k_{CO} + N_H \cdot k_H + N_{He} \cdot k_{He}} \quad (3.3)$$

3.1.4 Les résultats

Voir figure 3.3. D'après les simulations, le dication majoritaire dans la haute atmosphère de Vénus est O^{++} . Les concentrations maximales des dications moléculaires sont à une altitude de l'ordre de 150 km. Bien que CO_2^{++} ait une concentration non négligeable, il ne pourra pas être observé par Vénus Express car la sonde ne descend pas à cette altitude (et CO_2^{++} n'émet pas par fluorescence). Dans le cas de N_2^{++} , l'émission à 1587 Å est très faible (de l'ordre du Rayleigh) et est extrêmement difficile à observer car près de bandes du CO.

3.1.5 La confrontation avec les observations

Il n'existe pas d'expérience ayant détecté les dications moléculaires dans les hautes atmosphères planétaires. Le taux de production de N_2^{++} nous donne une émission fluorescente trop faible pour être séparée des autres émissions, et CO_2^{++} n'a pas de

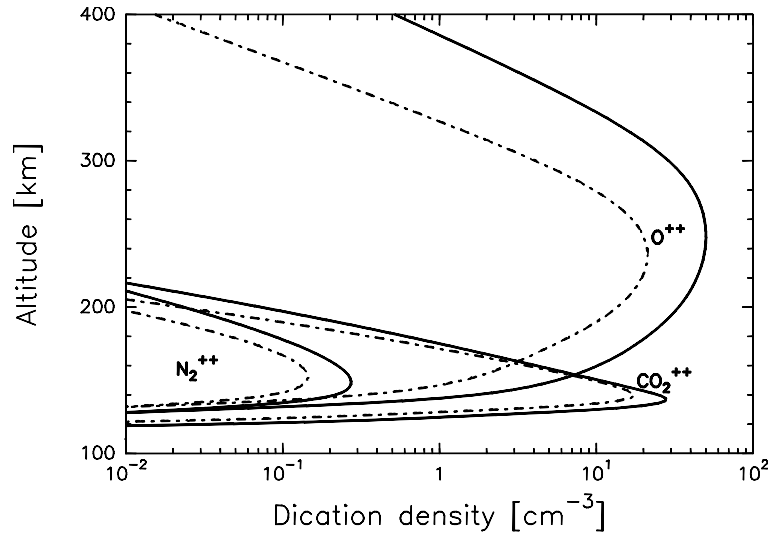


FIG. 3.3 – Concentration des dications à $F_{10.7} = 200$ ($F_{10.7} = 80$ pour les lignes pointillées), longitude : 0° (midi), latitude : 45°

raie de fluorescence. De plus, aucun appareil de spectroscopie de masse n'a été en mesure de détecter ces dications : soit pour des raisons techniques (pas de canal pour le rapport $\frac{q}{m}$ correspondant sur PVO), soit pour des raisons d'altitude (le périastre de VEX est beaucoup trop haut), soit pour des raisons physiques (on ne peut pas différencier N^+ de N_2^{++} avec un spectromètre de masse classique car ils ont le même rapport $\frac{q}{m}$). Ainsi, le seul dication à avoir été détecté dans l'atmosphère de Vénus est atomique : O^{++} . Il a été détecté par spectrométrie de masse à bord de Pioneer Venus Orbiter (PVO) [142] et modélisé par Fox and Victor [46]. J'ai utilisé 3 orbites de la sonde, dans différentes conditions d'activité solaire et de position sur la planète pour comparer le modèle aux mesures. La concentration d'ions O^+ ainsi que les concentrations et températures électroniques utilisés dans le modèle sont issus des mesures de la sonde. Les résultats sont visibles sur la figure 3.7. A haute altitude, on remarquera certaines variations importantes de la concentration : c'est l'ionopause. L'orbite 185 correspond à une forte activité solaire ($F_{10.7} = 230$), avec un angle solaire zénithal de 0° . C'est l'orbite utilisée comme comparaison avec les autres modèles. L'orbite 441 correspond à une importante activité solaire ($F_{10.7} = 180$), avec un angle solaire zénithal de 51° . L'orbite 14 correspond à une activité solaire modérée ($F_{10.7} = 130$), avec un angle solaire zénithal de 85° : on est au terminateur.

Lorsque l'on ne prend pas en compte l'ionisation des ions O^+ pour la création de O^{++} , et en négligeant l'influence de H sur la chimie, les résultats sont valides à basse

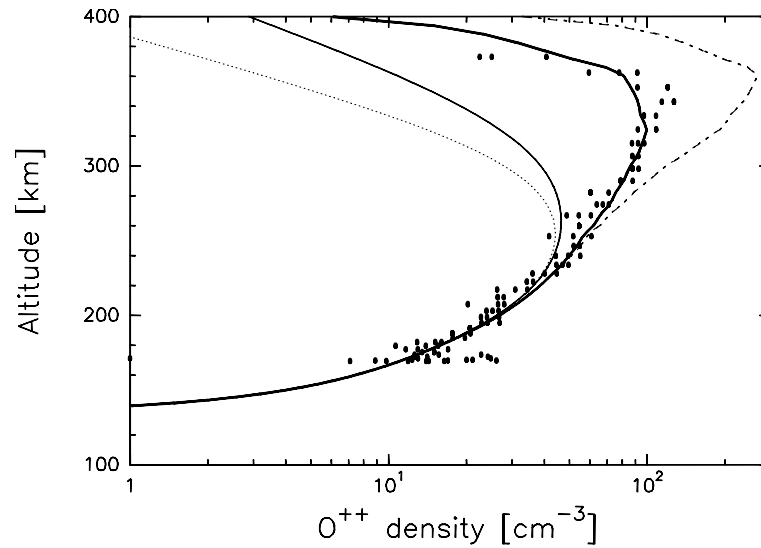


FIG. 3.4 – Les différentes simulations pour l’orbite 441. En trait plein fin : simulation sans H et sans O^+ . En trait pointillés : simulation avec H et sans O^+ . En trait tiret-point : simulation sans H et avec O^+ . En trait plein gras : simulation avec H et O^+ .

altitude, mais pas au-dessus de 300 km où la sous estimation de la concentration de O^{++} par rapport à l’observation devient importante. Lorsque l’ionisation de O^+ est prise en compte, mais pas la chimie de H, il y a surestimation forte de la concentration de O^{++} au dessus de 350 km. Ce n’est que lorsque H est inséré dans la chimie de O^{++} et que O^+ est pris en compte, que les simulations sont comparables aux observations (figures 3.4, 3.5 et 3.6) .

On voit que la confrontation entre le modèle et les expériences est excellente, même dans des conditions limites (au terminateur). Notre simulation est valide pour une gamme d’altitudes plus grande que pour les autres modèles [46] car nous avons pris en compte l’influence de H et He dans la chimie. Ces espèces jouent un rôle majeur dans la concentration de O^{++} au dessus de 320 km.

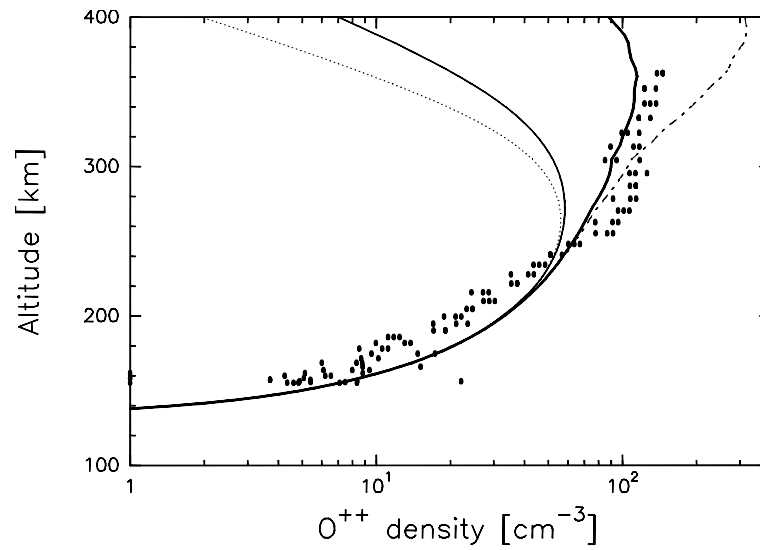


FIG. 3.5 – Les différentes simulations pour l’orbite 185. En trait plein fin : simulation sans H et sans O^+ . En trait pointillés : simulation avec H et sans O^+ . En trait tiret-point : simulation sans H et avec O^+ . En trait plein gras : simulation avec H et O^+ .

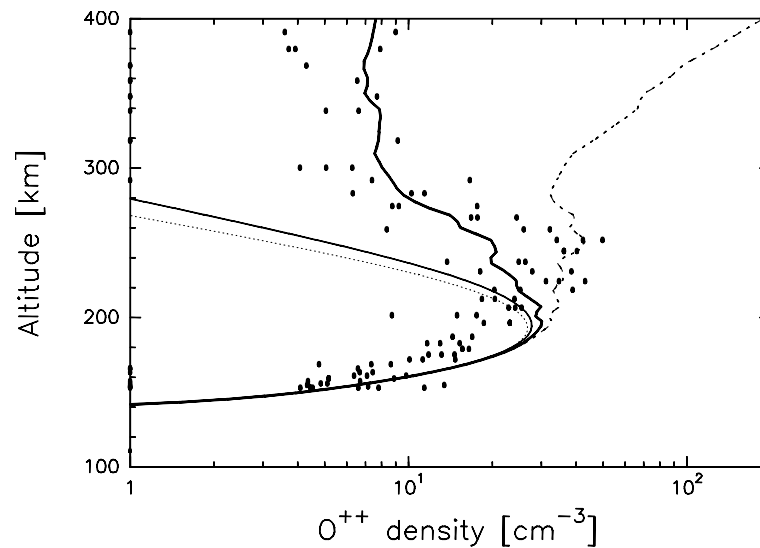


FIG. 3.6 – Les différentes simulations pour l’orbite 14. En trait plein fin : simulation sans H et sans O^+ . En trait pointillés : simulation avec H et sans O^+ . En trait tiret-point : simulation sans H et avec O^+ . En trait plein gras : simulation avec H et O^+ .

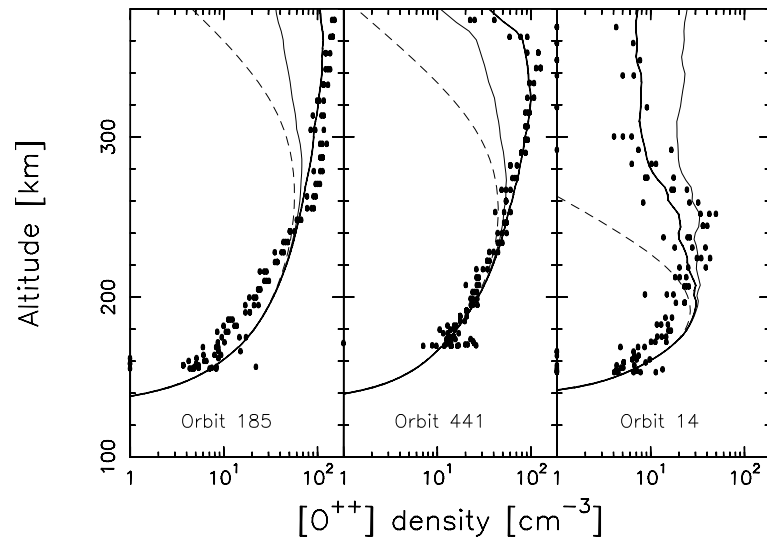


FIG. 3.7 – O^{++} : comparaison entre le modèle et les observations. Les points noirs correspondent aux mesures de PVO. La ligne en gras correspond à notre modèle. La ligne fine correspond à notre modèle, mais avec une concentration d'hydrogène inadaptée à l'observation (les lignes pleines correspondent à une concentration de H de $5 \cdot 10^4$ et $2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$; la valeur haute de cette concentration correspond aux conditions de l'orbite 14). La ligne pointillée correspond au modèle sans photoionisation de O^+

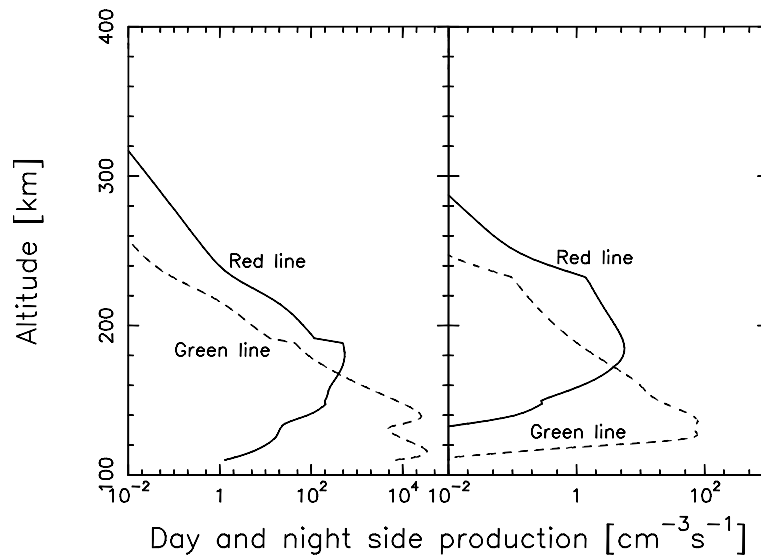


FIG. 3.8 – Les profils d’émission en altitude de la raie rouge et de la raie verte : de jour à gauche, de nuit à droite

3.2 Les émissions thermosphériques

Les résultats sont calculés pour des activités solaires faibles ($F_{10.7} = 80$) et fortes ($F_{10.7} = 200$) à une latitude moyenne (45°) à midi pour le côté jour. Cette position a été choisie car elle correspond à la moyenne d’éclairement sur le côté jour de la planète. Pour le côté nuit, la modélisation se fait à la même latitude à minuit avec un flux d’électrons correspondant aux mesures de Spenner et al. [136]. Lorsque des observations sont disponibles, nous avons fait tourner le modèle dans les conditions de flux solaire, de latitude et de SZA correspondantes. Dans la suite, nous donnons les taux d’excitation en $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour une comparaison directe avec les Rayleigh. Les différents résultats du modèle sont résumés dans le tableau 3.1.

3.2.1 Les résultats côté jour

Oxygène atomique

Raie verte L’intensité d’émission de la raie verte à faible activité solaire ($F_{10.7} = 80$, latitude 45° , midi), est de 71 kR , ce qui correspond à une émission à 2972 \AA de 4.4 kR . Pour une forte activité solaire ($F_{10.7} = 200$), l’intensité à 5577 \AA est 110 kR , celle à 2972 \AA est 6.9 kR . Une analyse des sources d’émission nous montre que 85% de l’état excité provient de la photodissociation de CO_2 et O_2 , 8% de la

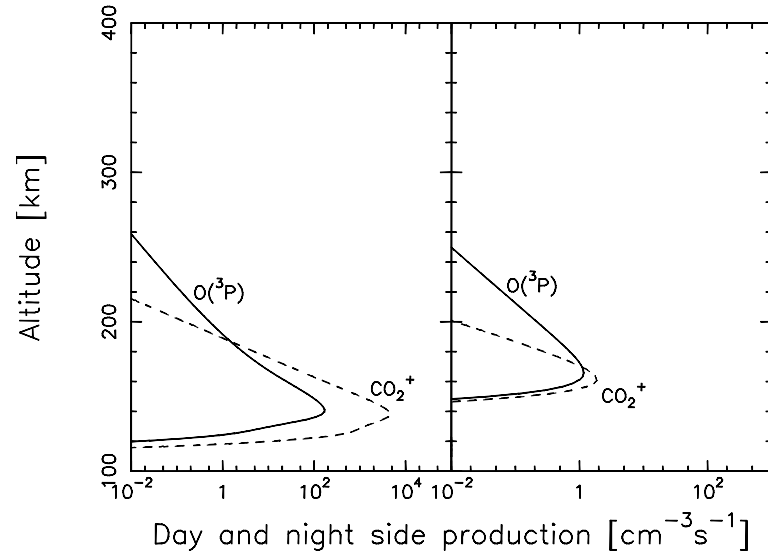


FIG. 3.9 – L'émission à 8446 Å de l'O et le doublet de $\text{CO}_2^+(B^2\Sigma_u^+)$: de jour à gauche, de nuit à droite

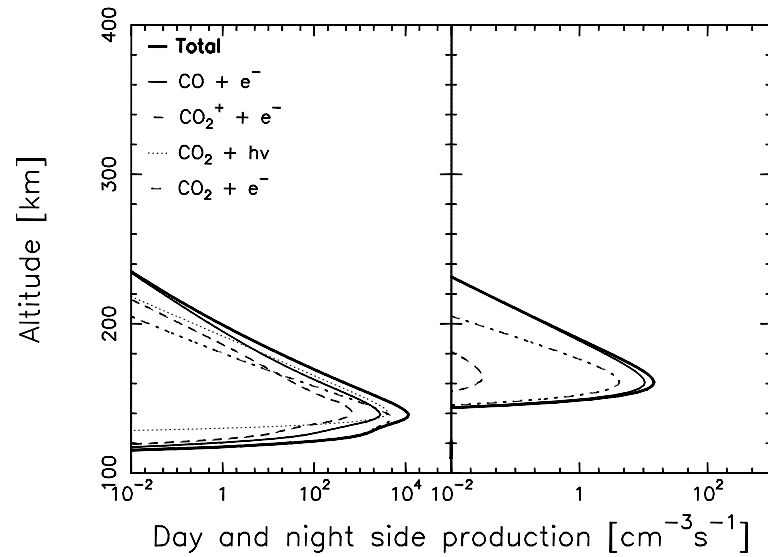


FIG. 3.10 – Les émissions des bandes de Cameron : de jour à gauche et de nuit à droite. Les apports de chaque source sont précisés.

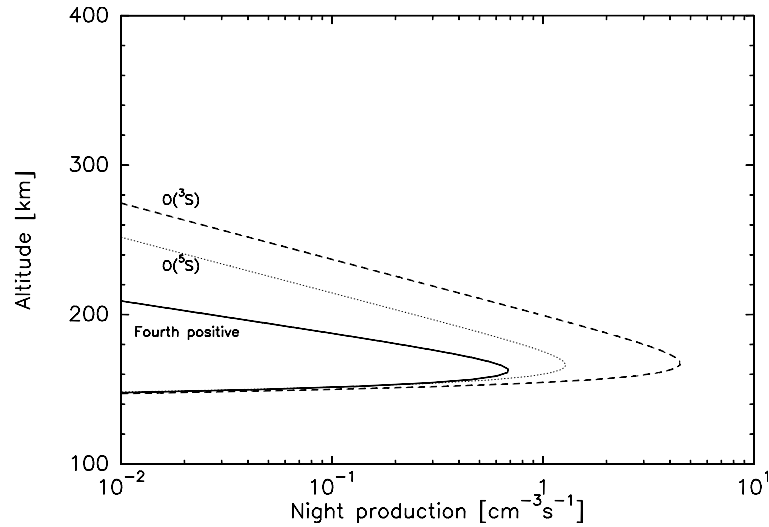


FIG. 3.11 – Emission de la 4^{ème} bande positive et de $O(^3S)$ la nuit

dissociation par impact électronique de CO_2 , 2.5% de la réaction $N_2 + O_2^+$, 2% de la recombinaison dissociative de O_2^+ , 1% de l'excitation de O par impact électronique et 1% de l'atténuation de $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ par O. La raie verte a été observée indirectement par la sonde Pioneer Venus Orbiter, à travers l'émission à 2972 Å. Lecompte et al. [85] fait part d'une observation de la raie à 2972 Å à 7 kR pour l'orbite 187 ($F_{10.7} = 180$, $F_{10.7}^{av} = 160$). Notre simulation pour ces conditions nous donne une intensité de 6.6 kR , ce qui est en excellent accord avec les mesures.

Raie rouge Aucune observation de la raie rouge n'est rapportée pour Vénus. Notre simulation donne une intensité de 2 kR pour une faible activité solaire, et de 3.3 kR pour une forte activité solaire. 86.5% de l'excitation provient de la photodissociation de CO_2 , 9% de celle de l' O_2 , 2.5% provient des cascades de l'état $O(^1S)$ et 2% de l'impact électronique sur O_2 et O. L'observation de la raie rouge permettrait de contraindre nos estimations de photodissociation de CO_2 .

Raie à 8446 Å Pour une faible activité solaire, la raie à 8446 Å émet 300 R , tandis que pour une forte activité solaire, elle émet 1 kR

Raies autorisées La production non résonnante de $O(^3S)$ à faible activité solaire est de 1.1 kR . En plus du tiers provenant de la transition à 8446 Å, la source principale est l'impact électronique sur O (755 R). En ce qui concerne $O(^5S)$, la production non

résonnante est de l'ordre de 350 R , dont 321 R proviennent de l'impact électronique sur O. Pour une forte activité solaire, la production de $O(^3S)$ est de 3.7 kR , celle de $O(^5S)$ de 1.1 kR .

CO₂ et CO

Le doublet du CO₂⁺ émet 6.6 kR (voir Fig.3.9) et la bande de Fox-Duffendack-Barker à 19.5 kR si l'on néglige la fluorescence, le tout à faible activité solaire ($F_{10.7} = 80$). Pour une forte activité solaire ($F_{10.7} = 200$), le doublet émet 19 kR et la bande 40 kR en négligeant toujours la fluorescence.

Pour une faible activité solaire ($F_{10.7} = 80$), la bande de Cameron émet 17.3 kR et la 4^{ème} positive émet 680 R de source non fluorescente (la fluorescence étant en réalité la source principale de cette bande). Pour une activité solaire forte ($F_{10.7} = 200$), la bande de Cameron émet 37 kR et la 4^{ème} positive 1.5 kR .

Pour la bande de Cameron, on remarque que 40% provient de l'impact électronique sur le CO₂, 30% de la photodissociation du CO₂, et 6% de la recombinaison dissociative de CO₂⁺. Le CO₂ est ainsi responsable de 76% de ces bandes, le reste venant de l'impact électronique sur le CO. Rappelons que la fluorescence a été négligée, et qu'elle est, en réalité, responsable de 5% de l'émission.

Pour la 4^{ème} positive, si on fait un décompte des excitations non fluorescentes, nous avons 30% d'impact électronique sur le CO, 30% de photodissociation du CO₂, 25% de recombinaison dissociative du CO₂⁺ et 15% d'impact électronique sur le CO₂. Dire que le CO₂ est responsable de 70% des émissions serait oublier trop vite que plus de 90% des excitations en provenance de la fluorescence ont été négligées.

N₂

Activité solaire faible ($F_{10.7} = 80$) **(et forte : $F_{10.7} = 200$)** Les secondes et premières bandes du N₂ ont respectivement une intensité de 760 R (1.5 kR) et 1.6 kR (3.3 kR). En négligeant la diffusion résonnante, la bande de Vegard Kaplan a une production de 310 R (542 R). La bande LBH a une production de 1.5 kR (3.1 kR) dont 91 R (200 R) sont émis à 1354 Å, confondus avec l'émission de $O(^5S)$. La bande BH émet 310 R (680 R). Pour les émissions de N₂⁺, dont la fluorescence et la photoionisation n'ont pas été prises en compte, nous avons calculé une production par impact électronique de 134 R (280 R) pour la raie à 3914 Å, 42 R (88 R) pour la raie à 4278 Å et 740 R (1.5 kR) pour le Meinel.

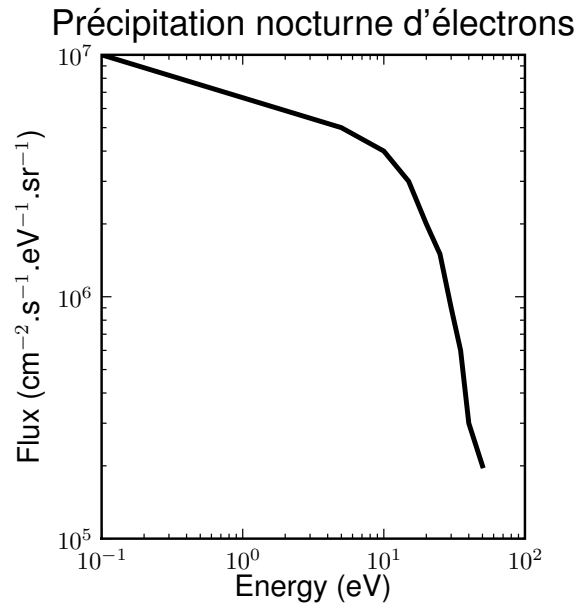


FIG. 3.12 – Flux précipitant d'électrons du côté nuit de Vénus. D'après Spenner et al. [136]. Ce flux a été mesuré par l'instrument RPA sur la sonde Pioneer Venus Orbiter, pour un angle solaire zénithal de 130°, vers 1000 km d'altitude, dans des conditions solaires actives. Ce flux d'électron est utilisé pour calculer les émissions lumineuses du côté nuit dans TransVenus.

3.2.2 Les résultats côté nuit

Côté nuit, nous nous sommes basés sur les spectres de précipitation électronique de Spenner et al. [136] (voir figure 3.12). Ces spectres sont donnés pour une activité solaire moyenne. En l'absence de données nous n'avons pas pu faire d'étude sur les variations de flux en fonction du vent solaire. Nous avons donc des simulations basées sur une seule condition initiale alors que celle-ci devrait être extrêmement variable. Des mesures orbite par orbite de l'analyseur de plasma de Vénus express (ASPERA-4) permettrait de faire fonctionner le modèle sous plusieurs conditions initiales.

Oxygène atomique

Raie verte Nos simulations montrent une émission pour la raie verte de 180 R , ce qui correspond aux observations de Slinger et al. [131] à 150 R . Ces résultats, comme les mesures, sont en contradiction avec les travaux de Fox [42] et Fox and Bougher [43], dans lesquels la réaction $N + O_2^+$ a été négligée, parce que les sondes

Venera (Венера) n'ont pas détecté cette raie. Il semblerait que la cause de cette non détection soit un temps de mission trop court, lors d'une période de faible activité solaire [132]. Pour notre simulation, nous trouvons que 89% de la raie verte provient de la réaction précédemment citée, 7% de la recombinaison dissociative de O_2^+ , 2.5% de l'impact électronique sur CO_2 et 1.5% de l'impact électronique sur O. Si on considère la réaction entre N et O_2^+ valide, il faut tenir uniquement compte de la variabilité de la concentration en O_2^+ dans l'ionosphère nocturne de Vénus [10, 104] pour expliquer la variation en intensité de la raie verte. Dans ce cas, il n'est plus nécessaire d'invoquer un processus utilisant un état O_2^* indéterminé créant la raie verte dans la stratosphère [132, 134]. Pour justifier notre simulation et ses conclusions, une observation coordonnée de la concentration de O_2^+ et de l'intensité de la raie verte est nécessaire ; mais aussi des expériences en laboratoire sur les différentes réactions. Nous l'expliquons plus en détail dans la section 3.3.

Raie rouge Nos simulations montrent une émission de la raie rouge de l'ordre de $27 R$, ce qui est proche de la limite haute posée par [131], estimée vers $20 R$. Notre modèle doit se situer dans les erreurs expérimentales (la raie rouge n'a jamais été détectée, mais une valeur haute a été déterminée). De plus, nous pouvons avoir une surestimation de la concentration de O_2^+ comme dans le précédent calcul. En effet, 55% de la raie rouge vient de la recombinaison dissociative de O_2^+ , 35% des cascades depuis l'état $O(^1S)$ et 10% de l'impact électronique sur O. La prise en compte ou non de la réaction entre N et O_2^+ n'est pas problématique malgré les cascades : la simulation nous montre que son impact est minime, les incertitudes portant beaucoup plus sur le spectre des particules précipitantes.

Autres transitions de l'oxygène Les transitions autorisées de l'oxygène sont faibles du côté nuit : $4 R$ pour la ligne à 8446 \AA , $14 R$ pour $O(^3S)$ (les 10 supplémentaires par rapport à 8446 \AA proviennent de l'impact électronique sur O), et $4 R$ pour $O(^5S)$ (provenant de l'impact électronique sur O).

Émissions peu intenses

Pour la bande de Cameron, nous avons une intensité de $30 R$, et $1R$ pour la 4^{ème} positive. Il n'est actuellement pas possible d'observer ces bandes. Ce qui confirme les absences de détection décrites dans Fox and Bougher [43]. Nous n'avons donc pas besoin d'invoquer un champ magnétique horizontal pour expliquer la faible influence de la précipitation électronique en dessous de 200 km . Pour le doublet du CO_2^+ , nous avons une intensité totale de $3.4 R$. Pour N_2^+ l'intensité est inférieure à $1 R$ et pour

les bandes de N₂, l'intensité est inférieure à 4 R.

Espèce	Transition	Longueur d'onde	Observé	Observations (importance, résonance, nos prévisions)
CO ₂ ⁺	CO ₂ ⁺ (B ² Σ _u ⁺)	UV doublet (2883,2896)	Non ? ²	Estimé à 10 kR, observé pour Mars. Résonance négligeable (5%). Notre modèle : jour : 6.9 kR nuit : 3.38 R
	CO ₂ ⁺ (A ² Π _u)	Fox-Duffendack-Barker bands (2800 – 5000)	Non ?	Estimé à 15 kR, Observé pour Mars. Résonance : 30% [44]. Notre modèle : jour :19.5 kR (sans résonance) nuit : 13.5 R
CO	CO(a ³ Π)	Cameron bands (1900 – 2700)	[138]	Résonance négligeable Notre modèle : jour : 17.3 kR nuit : 30 R
	CO(A ¹ Π)	Fourth Positive bands (1200 – 2800)	Jour : [40]	Résonance importante Contamine les raies à O 1304, 1356 . Notre modèle : jour : 680 R sans résonance nuit : 1.5 R
	CO(C ¹ Σ ⁺)	Hopfield Birge bands ((0,0) à 1088)	Jour : [40]	Observation : 44 ± 6R (CO(C ¹ Σ ⁺)(0,0)) Absent de notre modèle.
	CO(B ¹ Σ ⁺)	Hopfield Birge bands ((0,0) à 1152)	Jour : [40]	Observation : 128 ± 10R (CO(C ¹ Σ ⁺)(0,0)) Regroupes avec l'O à 1151 Absent de notre modèle.
O	O(¹ S)	Raie verte 5577 , 2972	Oui Nuit : [133] Jour : [85] Non ?	Intensité variable la nuit Notre modèle : jour : 71 kR (2972 : 4.4 kR) nuit : 180 R Limite haute : ≈ 20 R (nuit) Notre modèle : jour : 2 kR nuit : 27 R
	O(¹ D)	Raie rouge 6300 , 6363 , 6391		
	O(³ S)	1302 ,1304 , 1306	Oui (jour) [40]	Optiquement épaisse, contaminé par CO(A ¹ Π) Notre modèle (excitation sans transfert radiatif et résonance) : jour : 1.1 kR nuit : 14 R
	O(⁵ S)	1356 ,1358	Oui (jour) [40]	Contaminé par CO(A ¹ Π) Notre modèle (excitation sans transfert radiatif) : jour : 340 R nuit : 4 R
	O(³ P) ((1s) ² (2s) ² (2p) ³ (3p) ¹)	8446	Non ?	Cascade vers O(³ S) Notre modèle : jour : 300 R nuit : 3 R
	O(⁵ P) O(³ D)	7772 – 7774 – 7775 989	Non ? Oui (jour) [40]	Cascade vers O(⁵ S) Observation : 45 ± 33R Absent de notre modèle
	O(³ S)	1040	Jour	Observation : 21 ± 7R

²Probablement présent par analogie avec d'autres planètes, mais non publié.

	$((1s)^2(2s)^2(2p)^3(4s)^1)$		[40]	Absent de notre modèle
	$O(^1D^0 - ^1D)$	1152	Jour [40]	Observation $100 \pm 14R$ contaminé par $CO(B^1\Sigma^+)(0,0)$ à 1152 Absent de notre modèle
	$O^+(^4S^0)$	834	Jour [40]	Observation : $91 \pm 41R$ Absent de notre modèle
N ₂	$N_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$	2 nd bande Positive 3200 – 3800	Non	Transitions dans [12] Notre modèle : jour : 760 R nuit : 1.8 R
	$N_2(b'^3\Sigma_u - B^3\Pi_g)$		Non	
	$N_2(W'^3\Delta_u - B^3\Pi_g)$		Non	
	$N_2(B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+)$	17000 – 34000 1 st bande Positive 6000 – 7500	Non	Transitions dans [12] Modèle de résonance requis Notre modèle : jour : 1.6 kR (sans résonance) nuit : 3.8 R
	$N_2(A^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+)$	Vegard Kaplan 1500 – 6500	Non	État métastable (2 s) Excitation vers un niveau supérieur par résonance absente du modèle. Notre modèle : jour : 310 kR nuit : 0.9 R
	$N_2(a^1\Pi_g - X^1\Sigma_g^+)$	Lyman Birge Hopfield 1273 – 2190	Non	Cache la raie (O) à 1356 . Notre modèle : jour : 1.5 kR Transition à 1354 : 91 R nuit : 3.6 R
	$N_2(b^1\Pi_g - X^1\Sigma_g^+)$	Birge Hopfield 950 – 1700	Non	Notre modèle : jour : 310 R nuit : 0.9 R
	$N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$	First negative (0,0) à 3991	Non	La photoionisation et la résonance sont requises (absentes du modèle) Notre modèle : jour 3914 : 134 R 4278 = : 42 R Nuit : 0 R
	$N_2^+(A^2\Pi_u - X^2\Sigma_g^+)$	Meinel 7800 – 15300	Non	La photoionisation et la résonance sont requises (absentes du modèle) Notre modèle : jour : 740 R nuit : 0 R
N	$N(^2p^4\ ^4P)$	1134	Jour [40]	Observation : $35 \pm 11 R$ Absent de notre modèle
	$N(^4s^4P)$	1200	Jour [40]	Observation : $77 \pm 16 R$ Absent de notre modèle
O ₂	$O_2(b^1\Sigma_g^+)$	Infrarouge	Nuit [117]	Nécessite la chimie mésosphérique ($< 200 R$)
	$O_2(a^1\Delta_g)$	1.27 μm	Nuit [117]	Bande à 1.27 μm la plus intense (1.2 – 1.5 MR) Nécessite la chimie mésosphérique
	$O_2(A^3\Sigma_u^+)$	Herzberg I	Nuit	140 R

	$O_2(c^1\Sigma_u^-)$ $O_2(A'^3\Delta_u - a^1\Delta_g)$ $O_2(c^1\Sigma_u^- - a^1\Delta_g)$ $O_2^+(A^2\Pi_u)$ $O_2^+(b^4\Sigma_g^- - a^4\Pi_u)$	Herzberg II Chamberlain Slanger Second negative First negative	[117] Nuit [43] Nuit [117]	2.7 kR (Nuit) (la plus importante émission) 200 R Nécessite la résonance Très faible
C	$C(^3D^0)$ $C(^3P^0)$ $C^+(^2D)$	1561 1657 1335	Jour [40] Jour [40] Jour [40]	Observé : $800 \pm 27R$ Absent de notre modèle Observed $1500 \pm 50R$ Absent de notre modèle Regroupé avec (9,1)CO Fourth Positive bands. Absent de notre modèle
NO	$NO(C^2\Pi - X^2\Pi)$ $NO(A^2\Sigma^+ - X^2\Pi)$	δ bandes γ bandes	Nuit [43] Nuit [43]	Absent de notre modèle Absent de notre modèle

TAB. 3.1: Tableau récapitulatif des émissions dans la haute atmosphère de Vénus. Les résultats pour le jours sont calculés pour $F_{10.7} = 80$, lat= 45° . Les émissions nocturnes sont basées sur le flux de précipitation d'électrons de Spenner et al. [136].

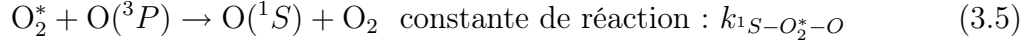
3.3 Le problème de la raie verte nocturne : incertitudes sur les processus de Barth et Frederick/Kopp

3.3.1 Le processus de Barth

Principe

L'observation de la raie verte nocturne sur Terre a montré que celle-ci n'était pas uniquement thermosphérique, mais qu'une partie mésosphérique était à prendre en compte. Chapman [25] a proposé qu'un processus de recombinaison de trois O soit la principale source de l'état excité $O(^1S)$ (et donc de la raie verte) dans la mésosphère.

Barth and Hildebrandt [9] ont amélioré et généralisé le principe. C'est le processus de Barth, qui se décompose en deux étapes impliquant l'atome d'oxygène :



k_{barth} est la constante de réaction du processus à trois corps, faisant intervenir une sorte de catalyseur M (qui est O_2 ou N_2 dans le cas terrestre), qui récupère l'énergie cinétique en trop : c'est un stabilisateur du complexe de réaction. $k_{1S-\text{O}_2^*-\text{O}}$ est la constante pour la réaction de production de $\text{O}(^1S)$ à partir de l'état excité de l'oxygène O_2^* . Ce processus est facilement généralisable aux planètes comportant une atmosphère ayant de l'oxygène. Il suffit de changer M en CO_2 dans le cas de Vénus³. Le problème principal est la réaction entre cette atmosphère et l'état O_2^* .

L'équation de la concentration en $\text{O}(^1S)$

Pour modéliser les émissions dues au processus de Barth, il faut étudier la concentration en $\text{O}(^1S)$. On note k_{E-G} la constante de réaction d'une espèce E avec une espèce G . Par exemple $k_{\text{O}_2^*-\text{O}_2}$ représente l'atténuation de O_2^* par O_2 . A représente le coefficient d'Einstein pour l'émission. Nous avons donc les équations suivantes :

$$[\text{O}_2^*] = \frac{k_{\text{Barth}}[\text{O}]^2[M]}{A_{\text{O}_2^*} + k_{\text{O}_2^*-\text{O}_2}[\text{O}_2] + k_{\text{O}_2^*-\text{N}_2}[\text{N}_2] + k_{\text{O}_2^*-\text{O}}[\text{O}]} \quad (3.6)$$

$$[\text{O}(^1S)] = \frac{k_{1S-\text{O}_2^*-\text{O}}[\text{O}_2^*][\text{O}]}{A_{\text{O}(^1S)} + k_{\text{O}(^1S)-\text{O}_2}[\text{O}_2] + k_{\text{O}(^1S)-\text{N}_2}[\text{N}_2]} \quad (3.7)$$

Ce qui donne pour la concentration en $\text{O}(^1S)$:

$$[\text{O}(^1S)] = \frac{k_{1S-\text{O}_2^*-\text{O}}k_{\text{Barth}}[\text{O}]^3[M]}{(A_{\text{O}(^1S)} + k_{\text{O}(^1S)-\text{O}_2}[\text{O}_2] + k_{\text{O}(^1S)-\text{N}_2}[\text{N}_2])} \quad (3.8)$$

$$* \frac{1}{(A_{\text{O}_2^*} + k_{\text{O}_2^*-\text{O}_2}[\text{O}_2] + k_{\text{O}_2^*-\text{N}_2}[\text{N}_2] + k_{\text{O}_2^*-\text{O}}[\text{O}])}$$

Ce qui peut être mis sous la forme suivante :

³La constante de réaction pourrait être modifiée. Le problème étant que cette constante est adaptée par rapport aux d'observations : nous verrons que cette modification est en pratique cachée dans les paramètres « C' ».

$$\begin{aligned}
 [O(^1S)] &= \frac{k_{\text{Barth}}[O]^3[M]}{\underbrace{(A_{O^1S} + k_{O^1S-O_2}[O_2] + k_{O^1S-N_2}[N_2])}_{\text{Termes d'atténuation de } O(^1S)}} \quad (3.9) \\
 &* \frac{1}{\underbrace{\left(\frac{A_{O_2^*}}{k_{1S-O_2^*-O}} + \frac{k_{O_2^*-O_2}}{k_{1S-O_2^*-O}}[O_2] + \frac{k_{O_2^*-N_2}}{k_{1S-O_2^*-O}}[N_2] + \frac{k_{O_2^*-O}}{k_{1S-O_2^*-O}}[O] \right)}_{\text{Termes d'atténuation de } O_2^*}}
 \end{aligned}$$

Il est important de noter que des fractions apparaissent dans les termes d'atténuation de O_2^* . Le problème, c'est que la nature de O_2^* étant incertaine, aucune des constantes composant ces fractions ainsi qu'aucun résultat de ces fractions ne sont connus. Dans le cas terrestre, ces fractions ont été obtenues par un ajustement fait sur les observations (en altitude) de la raie verte. De nombreuses valeurs ont été publiées [103, 111]. Pour appliquer 3.9 à Vénus, il faut prendre en compte les atténuations par CO_2 .

Les implications du processus de Barth terrestre

Différents travaux sont basés sur le processus de Barth dans le cas de la Terre. Pour faire de bonnes analyses de cette réaction, la difficulté est d'avoir une idée de la concentration mésosphérique en oxygène atomique, ainsi que l'émission volumique de raie verte.

Les données pratiques obtenues par McDade et al. [103], Murtagh et al. [111] reviennent à négliger l'émission radiative et l'atténuation de O_2^* par N_2 en comparaison à l'atténuation par O donnant du $O(^1S)$. C'est probablement parce que l'oxygène est une molécule à couches ouvertes, comme le CO_2 , avec beaucoup de niveaux énergétiques, ce qui n'est pas le cas de N_2 . L'équation simplifiée est :

$$[O(^1S)] = \frac{k_{\text{Barth}} [O]^3 ([N_2] + [O_2])}{(A_{O^1S} + k_{O^1S-O_2}[O_2]) (C'^{O_2}[O_2] + C'^{O}[O])} \quad (3.10)$$

Le facteur $C'^{O} = \frac{k_{O_2^*-O}}{k_{1S-O_2^*-O}}$ est, chez ces auteurs, égal à 211. Physiquement, ce rapport représente l'efficacité de la réaction $O_2^* + O \rightarrow O_2 + O$ comparée à la création de $O(^1S)$ par l'atténuation de O_2^* . Le facteur $C'^{O_2} = \frac{k_{O_2^*-O_2}}{k_{1S-O_2^*-O}}$ a été estimé à 15 à partir des observations. Si nous considérons que ces valeurs sont représentatives des efficacités

de réaction, nous pouvons donner les efficacités relatives de l'atténuation de O_2^* :

$$\frac{C'O_2}{C'O} = \frac{k_{O_2^*-O_2}}{k_{O_2^*-O}} = 7.1^{-2} \quad (3.11)$$

Le problème du précurseur O_2^*

Sur Terre, nous négligeons l'atténuation de O_2^* par N_2 face à l'atténuation par O_2 . Mais sur Vénus, nous ne pouvons pas négliger l'atténuation par le CO_2 de la même manière. En effet, CO_2 et N_2 sont des espèces très différentes. Par exemple, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ est atténué par N_2 avec une constante de réaction égale à $2.2 \times 10^{-15} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ [100] alors que la constante d'atténuation par le CO_2 est 200 fois plus grande ($(4.4 \pm 0.2) \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ [60]).

Le problème est donc de savoir quel est l'état excité O_2^* à l'origine de la raie verte. Et ainsi de faire des expériences de manière à avoir ses coefficients de réaction avec le CO_2 . Nous pouvons faire quelques hypothèses sur cet état excité : il doit être métastable, sinon, il ne pourrait pas réagir avec l'oxygène pour faire des états $O(^1S)$; il doit avoir une énergie supérieure à 4.16 eV. Ce qui nous donne quelques états excités possibles :

- $O_2(A^3\Sigma_u^+)$: durée de vie 0.16 s, énergie 4.34 eV. Cet état émet la bande Herzberg I.
- $O_2(A^3\Delta_u)$: durée de vie 1 s, énergie 4.26 eV. Cet état émet les bandes Herzberg III et Chamberlain.
- $O_2(c^1\Sigma_u^-, \nu \geq 2)$: durée de vie 3.7 s, énergie > 4.16 eV (4.05 eV pour l'état fondamental), cet état émet la bande Herzberg II.

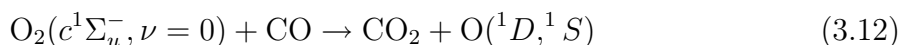
Slanger et al. [134] ont supposé que le précurseur de Barth est $O_2(c^1\Sigma_u^-, \nu \geq 2)$, comme cet état n'a pas été pour l'instant observé dans l'atmosphère de Vénus, ces auteurs ont conclu que ce processus n'est pas efficace pour Vénus et ont proposé un autre mécanisme (voir 3.3.1).

Pour Steadman and Thrush [137], le précurseur est $O_2(A^3\Sigma_u^+, \nu = 6, 7)$, et ainsi, la désexcitation radiative émet Herzberg I. Parisot [117] a observé que cette émission était trois fois plus importante sur la Terre que sur Vénus, mais il n'a pas pris en compte l'aspect vibratoire de ces émissions. Si cette émission est caractéristique de la concentration des états créés, il en résulte que les émissions de raie verte par le processus de Barth devraient être trois fois moins importantes sur Vénus que sur Terre. Or les observations de Slanger et al. [134] montrent des intensités similaires pour les deux planètes. Dans cette hypothèse, soit la concentration et la création des états vibrationnels $\nu = 6, 7$ ne sont pas correctement caractérisées par ces émissions,

soit un nouveau mécanisme de création de la raie verte est nécessaire. (Rappelons que Slanger n'observe que l'intégration des émissions le long de sa ligne de visée ; la différence d'émission entre la Terre et Vénus se faisant par le décalage Doppler).

Le mécanisme de Slanger

Parce qu'ils considéraient le processus de Barth peu probable, Slanger et al. [134] proposent un autre mécanisme mésosphérique :



De la même manière que le processus de Barth, l'état excité O_2^* réagit avec une espèce neutre présente. La différence, c'est que ce neutre n'est plus un catalyseur, il est modifié, et cette réaction participe à la re-formation de CO_2 dans la mésosphère de Vénus. L'avantage de cette réaction est que les constituants sont connus. Il faut donc faire des mesures de laboratoire.

On peut dire que c'est un mécanisme de type Barth, dans le sens qu'expliquer les variations de la raie verte par ce processus revient à expliquer les variations par le processus de Barth.

3.3.2 Application du processus de Barth à Venus

Si nous appliquons le processus de Barth à Vénus, l'équation de la concentration en $\text{O}(^1S)$ devient :

$$[\text{O}(^1S)] = \frac{k_{\text{Barth}}[\text{O}]^3[\text{CO}_2]}{\underbrace{(A_{\text{O}^1S} + k_{\text{O}^1S-\text{O}_2}[\text{O}_2] + k_{\text{O}^1S-\text{CO}_2}[\text{CO}_2])}_{\text{Termes d'atténuation de O}(^1S)}} \quad (3.13)$$

$$* \frac{1}{\underbrace{\left(\frac{A_{\text{O}_2^*}}{k_{1S-\text{O}_2^*-\text{O}}} + \underbrace{\frac{k_{\text{O}_2^*-\text{O}_2}}{k_{1S-\text{O}_2^*-\text{O}}}_{C'\text{O}_2}[\text{O}_2] + \underbrace{\frac{k_{\text{O}_2^*-\text{CO}_2}}{k_{1S-\text{O}_2^*-\text{O}}}_{C'\text{CO}_2}[\text{CO}_2] + \underbrace{\frac{k_{\text{O}_2^*-\text{O}}}{k_{1S-\text{O}_2^*-\text{O}}}_{C'\text{O}}[\text{O}] \right)}_{\text{Termes d'atténuation de O}_2^*}}$$

Sachant que l'état O_2^* est inconnu, il a fallu ajouter quelques hypothèses. Nous considérons que les rapports que nous avons vus sur Terre sont significatifs des réactions chimiques. Vient alors le problème de l'atténuation de O_2^* par CO_2 . Si nous

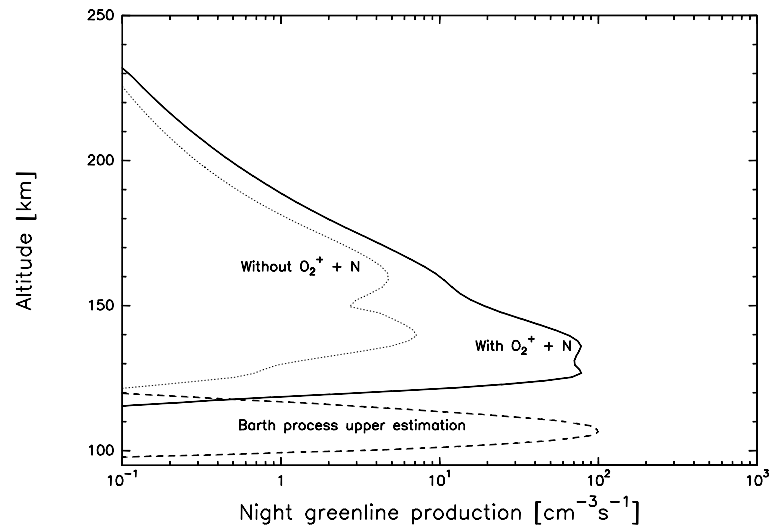


FIG. 3.13 – Production de la raie verte en fonction des différents processus chimiques. Latitude : 0° , SZA : 125° .

le négligeons, nous simulons une émission de 2.1 kR en prenant les concentrations en O de Bougher et al. [20]. Cette valeur est beaucoup trop grande par rapport aux 160 R maximum observés par Slanger. Il faut donc utiliser l'atténuation par CO_2 . Si nous considérons cette molécule comme proche de O_2 (elles sont toutes les deux à couche ouvertes), et que nous utilisons donc le même rapport $C = 15$ dans les deux cas, nous obtenons l'équation :

$$[O(^1S)] = \frac{k_{\text{Barth}} [O]^3 [\text{CO}_2]}{(A + k_{O^1S-\text{CO}_2}[\text{CO}_2]) (C'^{\text{CO}_2} (= 15)[\text{CO}_2] + C'^{\text{O}} (= 211)[O])} \quad (3.14)$$

Et la simulation correspondante nous donne une émission de 90 R (Fig 3.13). Si nous modifions la valeur C correspondante au CO_2 pour obtenir les 150 R observés, alors nous obtenons $C'^{\text{CO}_2} = 7$. Cette valeur est bien sûr possible, mais elle doit être confirmée par des études théoriques et/ou des mesures en laboratoire.

Conclusion sur le mécanisme de Barth

Le mécanisme de Barth, dont les effets sont bien connus sur Terre malgré de grosses incertitudes concernant les précurseurs, ne peut être appliqué sur Vénus de manière directe. Premièrement parce que les petites incertitudes terrestres peuvent se transformer en impossibilités chimiques sur Vénus, et deuxièmement parce qu'il faut expliquer les variations d'intensité de la raie verte par ce processus. Résoudre

le premier problème consiste à faire des expériences de laboratoire. Pour le second, il faut étudier la mésosphère Vénusienne. Crisp et al. [30] propose plusieurs effets mésosphériques aptes à expliquer la variation en concentration de O.

3.3.3 La réaction de Frederick/Kopp

La réaction $O_2^+ + N \rightarrow O(^1S) + NO^+$ a été initialement proposée par Frederick et al. [48] pour expliquer l'émission de la raie verte terrestre à haute altitude (avec des observations au limbe par satellite, au dessus de la hauteur où le processus de Barth est important, ce qui évite des confusions). Cette réaction a été utilisée dans les codes Trans*, sans poser de problèmes avec l'expérience [155, 31]. Ce qui a conduit à penser qu'elle était validée. Cette réaction est pourtant sujette à caution. En effet, d'un point de vue physico-chimique, elle est surprenante autant sur le plan énergétique que symétrique. Mais son utilisation, initialement sans réflexion quant à sa validité⁴, dans le code Vénus nous a donné tout de suite les bonnes valeurs pour la raie verte vis-à-vis de l'observation, sans utiliser un processus de Barth. De plus cette réaction, qui serait responsable de plus de 90% de la raie verte nocturne lorsque celle-ci est au maximum, permet d'expliquer les variations en intensité puisque celles-ci seraient reliées à l'activité solaire.

La réaction miroir

Dans Langford et al. [77], des mesures expérimentales montrent que la réaction $N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O(^1S)$ (ou $O(^1D)$) peut se produire. Surprenant par le fait que des réactions chimiques ne forment qu'extrêmement rarement des états excités, elle peut être expliquée au vu du diagramme de corrélation de Katsumata et al. [70]. On peut voir que la réaction donnant $O(^1S)$ est exothermique mais sans corrélation directe, elle est pourtant observée. Lorsque l'on utilise la réaction donnant $O(^1D)$ pour modéliser les aurores, nous voyons que celle-ci explique $\approx 10\%$ des émissions [76]. Nous avons utilisé ces réactions dans le cadre de la modélisation des émissions Vénusiennes, en utilisant les données de Pioneer Venus Orbiter pour la concentration en ions, mais comme il y a peu de N^+ , elles sont extrêmement minoritaires.

La réaction de Frederick/Kopp

Dans [48, 73], il a donc été proposé que la réaction similaire $O_2^+ + N \rightarrow O(^1S) + NO^+$ puisse expliquer une partie de la raie verte terrestre. Pourtant, d'un point de vue physico-chimique, de nombreux points sont à résoudre :

⁴du fait de son utilisation intensive dans les différentes versions du code.

- La réaction $\text{N}(^4S) + \text{O}_2^+(X^2\Pi_g) \rightarrow \text{NO}^+(X^1\Sigma_g^+) + \text{O}(^1S)$ est interdite par règle de spin. Ce n'est pas un problème lorsque l'on considère que de nombreuses réactions violent cette même règle. Plus précisément, elles respectent la règle lorsque l'on considère le couplage spin-orbite [122].
- La réaction a de nombreux produits possibles très exothermiques. Notamment $\text{NO}^+(X^1\Sigma_g^+) + \text{O}(^3P)$ qui est de plus autorisé par règle de spin. La réaction de Frederick/Kopp est en effet peu exothermique : 0.1 eV. Pourtant, il est possible de transférer de l'énergie thermique en énergie d'excitation [135]. L'importance de ces différentes voies de réaction doit donc être étudiée en détail.
- Le diagramme de corrélation de Langford et al. [77] ne montre aucune corrélation entre $\text{O}_2^+ + \text{N}$ et $\text{O}(^1S) + \text{NO}^+$. Cela semble indiquer une barrière énergétique pour cette réaction. Pourtant, ce problème pourrait être dépassé si un des réactifs a de l'énergie cinétique. En effet, cette énergie permettrait de passer la barrière. De nombreuses expériences prouvent que même peu d'énergie cinétique peut changer radicalement des constantes de réaction [4]. Comme N est un produit de la dissociation de N_2 , il pourrait facilement avoir de l'énergie cinétique ; il y a d'autres processus permettant de transférer de l'énergie cinétique aux ions.

Conclusion

La réaction de Frederick/Kopp mérite d'autres expériences, et plus spécialement des études en laboratoire. Si elle se révèle impossible dans les conditions ionosphériques, il faudra trouver des alternatives autant au niveau Terrestre qu'au niveau Vénusien. La réaction $\text{N}(^3P) + \text{O}_2$ aurait été un candidat possible si nous n'avions pas prouvé qu'en pratique, il n'y avait jamais assez de $\text{N}(^3P)$.

3.3.4 Expériences pouvant faire la différence

Plusieurs expériences de laboratoire pourraient faire la discrimination entre les deux processus, notamment en prouvant si les réactions existent bien, quelles sont les étapes intermédiaires. . . La difficulté expérimentale ainsi que les équipements nécessaires ont empêché de faire ces travaux dans le cadre de cette thèse. Par contre, nous pouvons utiliser les planètes comme laboratoires géants pour essayer de faire la différence.

Un premier type d'observation serait de faire un spectre de Vénus au niveau du limbe avec une grande résolution spatiale. On pourrait ainsi voir si la raie verte émet plutôt à 100 km, dans ce cas, le mécanisme de Barth est très important, ou vers 130 km, dans ce cas, le mécanisme de Frederick/Kopp est favorisé. Malheureusement, les

instruments capables d'une telle prouesse sont dédiés à d'autres types d'observations ; il est donc difficile d'obtenir du temps d'observation. De plus, observer Vénus, c'est aussi devoir observer dans la pénombre, non dans la nuit, ce qui peut être dangereux pour les instruments très sensibles.

L'idée est alors de faire une observation coordonnée avec les instruments sur Vénus Express et un observatoire au sol. Les spectromètres embarqués dans VEX pour l'étude de la haute atmosphère n'ayant pas de canaux dans le visible, nous sommes contraints d'utiliser les télescopes au sol pour observer la raie verte, mais le satellite nous permet de déterminer la concentration en électron entre lui-même et la Terre. Il suffit donc d'attendre que le satellite passe derrière Vénus en faisant des observations au limbe. Si nous trouvons une corrélation entre la concentration d'électrons dans la haute atmosphère de Vénus au limbe et l'émission de raie verte Vénusienne, alors c'est un argument en faveur du processus de Frederick/Kopp. En effet, la concentration électronique à relativement basse altitude correspond assez correctement à la concentration en O_2^+ . Une corrélation impliquerait que O_2^+ est responsable de la raie verte, ce qui ne peut se faire que par un mécanisme de type Frederick/Kopp.

Une autre idée serait de calculer le décalage Doppler précis de la raie verte. On pourrait ainsi déterminer la vitesse de $O(^1S)$, et le faire correspondre à la vitesse des vents à une certaine altitude. La difficulté est d'avoir des vents correspondants à cette altitude ; mais aussi de savoir si on peut facilement différencier les altitudes qui nous intéressent.

3.4 Conclusions concernant la modélisation de Vénus

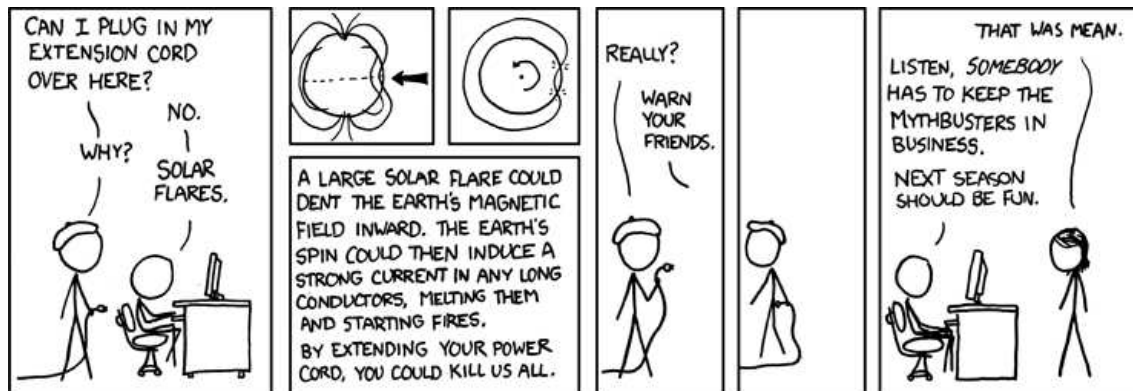
Le code TransVenus, dans sa version cinétique, a donc permis de prévoir la concentration d'espèces non répertoriées (CO_2^{++} , N_2^{++}) dans l'ionosphère de Vénus, mais aussi d'améliorer la modélisation de la concentration d'espèces connues, améliorant la confrontation avec les observations (O^{++}). Sa deuxième utilisation a été de modéliser les émissions lumineuses de Vénus, en mettant notamment en évidence le problème de la réaction de Frederick/Kopp $O_2^+ + N$ vis-à-vis du processus de Barth. Les améliorations apportées à ce code par la suite seront l'ajout d'un code fluide, pour faire le calcul des températures et des concentrations correctement (sans avoir besoin des modèles empiriques). Au niveau des émissions thermosphériques, le couplage à un code de transfert radiatif va permettre de modéliser les raies optiquement épaisses et les raies résonnantes.

Deuxième partie

Précipitations mésosphériques (électrons dans un champ magnétique induit)

Chapitre 4

Les précipitations d'électrons dans la mésosphère, le cas de Titan



The MythBusters need to tackle whether a black hole from the LHC could REALLY destroy the world

»Randall Munroe. xkcd.com, 2009 (<http://xkcd.com/509/>)

Les précipitations d'électrons dans la haute atmosphère de Vénus, bien qu'importantes en terme de flux, sont très limitées en énergie. Pour s'en rendre compte, il suffit de comparer ce flux de précipitation à celui sur Titan (voir la figure 1).

En effet, des électrons dont l'énergie peut aller jusqu'à la dizaine de keV précipitent dans l'atmosphère de Titan, ce type de particule est susceptible de descendre jusqu'à la mésosphère. Or, sur Titan, la chimie mésosphérique est encore mal comprise. Il est donc intéressant de voir quelle pourrait être l'importance de ces précipitations.

C'est ainsi, pour nous avancer dans notre étude du spectre total d'ionisation, que nous étudierons plus en détail le cas de Titan.

4.1 Titan

Titan est le plus gros satellite de Saturne : avec un rayon de 2575 km, il est plus gros que Mercure (2440 km), et à peine plus petit que Ganymède (2634 km), le satellite de Jupiter qui est le plus gros satellite du Système Solaire. En comparaison, la Lune n'a que 1734 km de rayon. Titan a longtemps été considéré comme le plus grand satellite du Système Solaire en raison de son épaisse atmosphère, très opaque. Découvert en 1655 par Huygens (1629-1695), il fallut attendre les observations spectroscopiques de Kuiper¹ pour détecter du méthane et ainsi prouver que le satellite était pourvu d'une atmosphère, et donc qu'il était plus petit que sa taille apparente. Longtemps considérée comme n'étant composée que de méthane (voir par exemple les travaux de Capone et al. [24]), l'atmosphère de Titan a été étudiée plus en détails depuis le sol (de la Terre) et par les sondes Voyager. Il en est ressorti que l'atmosphère de Titan est composée à 98.4 % d'azote moléculaire, de 1.6 % de méthane, plus quelques traces de composés organiques complexes, de dioxyde et monoxyde de carbone... La pression à la surface est de 1.5 bar pour une température de 94 K. L'atmosphère est beaucoup plus étendue en altitude que celle de la Terre, Vénus ou Mars, puisque le pic d'ionisation par les UV a lieu vers 1000 km d'altitude.

La composition de Titan a été déduite de modèles, couplés à des mesures de sa densité. Il en résulte que l'eau, ou plutôt la glace, entre en grande partie dans la composition de son manteau, qui entoure un cœur de silicates. Il est possible qu'à l'instar d'autres satellites comme Europe, un océan d'eau, mélangé ici à de l'ammoniaque, soit présent à 100 km sous la surface [96].

La surface de Titan est cachée par un brouillard permanent, ce qui a longtemps

¹Gerard Peter Kuiper (1905-1975), est plus connu par la ceinture de planètes naines et de petits corps glacés au delà de Neptune qui porte son nom.

empêché de la voir, et posait de nombreux problèmes :

- Quelle est la composition des particules formant le brouillard ? Quelles sont les réactions chimiques amenant à celui-ci ?
- Le méthane dans l’atmosphère de Titan devant être dissocié en quelques millions d’années, d’où vient celui-ci ? Est-ce que le méthane dans l’atmosphère de Titan n’est qu’un phénomène passager ?
- Est-ce que les brumes de Titan ne cachent pas un océan de méthane, qui serait à la source du méthane atmosphérique ?

Pour répondre à ces questions, une mission conjointe de l’ESA et de la NASA a été lancée en 1997 : Cassini-Huygens.

4.2 La mission Cassini-Huygens

Lancée en 1997, la mission Cassini-Huygens a atteint le voisinage de Saturne en 2004. La mission, composée de l’orbiteur Cassini, et de la sonde Huygens, a pour objectif de mieux comprendre les anneaux de Saturne, l’environnement magnétique de Saturne, les petites lunes et bien entendu Titan.

4.2.1 Cassini

L’orbiteur, Cassini, permet notamment d’étudier la haute atmosphère de Titan ainsi que son interaction avec le champ magnétique de Saturne :

- Cassini Plasma Spectrometer (CAPS) : Composé de spectromètres pour étudier les flux d’électrons et d’ions, optimisé pour les ionosphères.
- Magnetospheric Imaging Instrument (MIMI) : Spectromètres pour étudier les flux d’électrons et d’ions, optimisé pour les magnétosphères.
- Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS) : Spectromètre de masse pour les ions et les espèces neutres.
- Radio and Plasma Wave Science (RPWS) : Mesure locale des champs électriques et magnétiques.
- Ultraviolet Imaging Spectrograph (UVIS) : Analyse spectrale des flux UV émis ou réfléchis.
- Dual Technique Magnetometer (MAG) : Magnétomètre
- Radio Science Subsystem (RSS) : Radio de l’instrument, peut être utilisée pour mesurer la concentration en électrons sur la ligne de visée avec la Terre (voir section 8.5.2)

Les autres instruments présents donnent des données sur la surface, ou sur d’autres sujets d’études autour de Saturne :

- Composite Infrared Spectrometer (CIRS)
- Cosmic Dust Analyser (CDA)
- Imaging Science Subsystem (ISS)
- RADAR
- Visual and Infrared Mapping Spectrometer (VIMS)

La mission de Cassini est un succès, et a maintenant été prolongée pour quelques années. On ne compte plus les découvertes et les images que cet orbiteur nous a transmises. Elle a permis de prouver que la Titan n'avait pas d'océan global de méthane, mais des lacs d'hydrocarbures. Notons aussi la découverte et l'étude des "plumes" d'Encelade, les photos des interactions entre les petits corps dans les anneaux de Saturne, et la carte radar de Titan, faite lors des (fly-by) passages en rase motte de la sonde au-dessus de Titan.

4.2.2 L'observation de la haute atmosphère de Titan par Cassini

La composition de la haute atmosphère de Titan a été étudiée en détail par l'instrument INMS lors des passages de Cassini au dessus de Titan. La sonde descendait en effet jusqu'à des altitudes proches de 1000 km au-dessus de l'atmosphère. La première mesure effectuée est bien sûr la concentration en électrons en fonction de l'altitude. Le point intéressant est que, lors de ces fly-by, Cassini descend en dessous du pic de concentration électronique. On peut ainsi voir sur la Figure 4.1 le calcul (par Cravens et al. [27]) de la concentration en électrons par rapport à la position de Cassini lors d'un passage au dessus de Titan. Nous voyons que la sonde passe en dessous du pic pour les grands angles solaires zénithaux (exemple, à 91°). La concentration en électrons est alors de l'ordre de 1000 cm^{-3} . Lors d'autres passages, Cassini est descendu plus bas en altitude, et elle ne se contente pas de mesurer la concentration en électrons puisqu'elle permet de récupérer les données de flux (instrument CAPS).

En ce qui concerne la composition, de très grosses molécules ont étonnamment été découvertes. On pourra se reporter à Waite et al. [152] et à Vuitton et al. [151] pour avoir une idée de la complexité des réactions chimiques ayant lieu à ces altitudes, et ayant été en partie simulées. La complexité de la chimie de Titan empêche la création d'une partie fluide pour le code TransTitan. C'est pourquoi un travail de simplification de modèle de chimie de Titan (compréhension de chaînes de réactions, réactions négligeables...) a été mise en place au laboratoire (projet ChimieTitan+, R. Thissen, LPG).

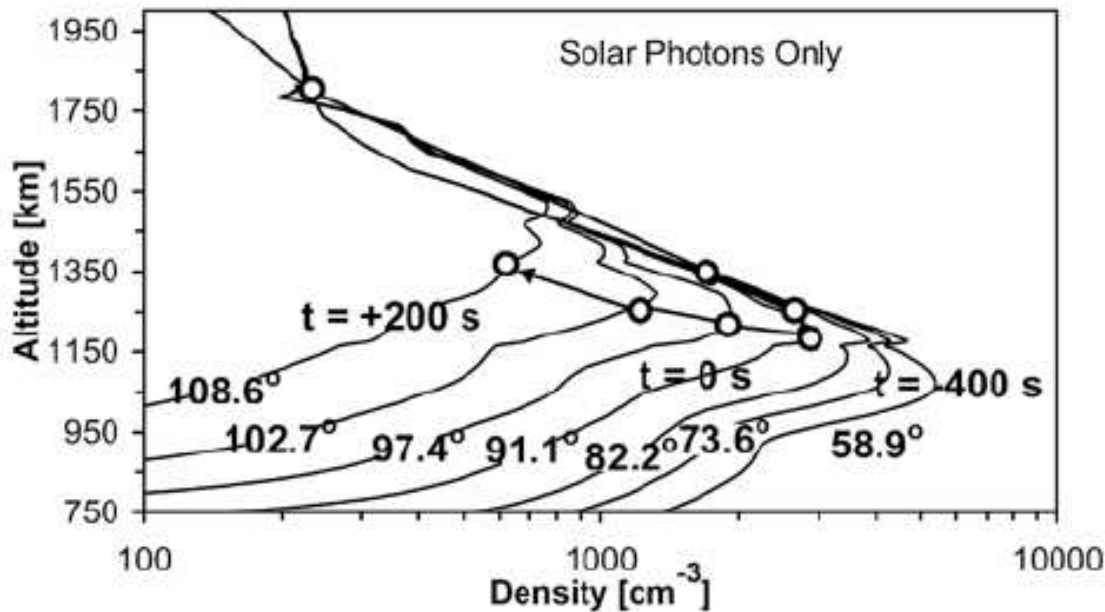


FIG. 4.1 – Détection de la haute ionosphère diurne de Titan par Cassini (Cravens et al. [27]). Les lignes correspondent à une modélisation, et les points aux densités attendues sur la trajectoire de la sonde.

Une autre observation faite par Cassini est le taux d'échappement de H^2 [161]. La destruction de CH_4 résultante (si on perd un H, c'est comme si on perdait un CH_4 , car il manque un H pour le reformer par réaction chimique), prouve que l'on ne reforme pas le méthane par réaction chimique. Ceci prouve la nécessité d'épisode de relâchement de méthane dans l'atmosphère. Ce méthane semble provenir du sol, probablement par une forme de cryo-volcanisme : des formes ressemblant à des volcans ont été observées sur la surface par les instrument (radar, IR) de Cassini.

4.3 L'environnement magnétique de Titan

Nous avons vu le cas de Vénus, sans champ magnétique, pour lequel le vent solaire interagit directement avec l'atmosphère, créant une magnétosphère induite. Le cas de Titan est autrement plus complexe car il peut être en dehors de la magnétosphère de Saturne, et dans ce cas dans une position d'interaction proche de Vénus, ou bien en

²et peut être du CH_4 , mais l'interprétation est encore controversée

dedans. Dans ce dernier cas, ce n'est plus le vent solaire qui crée une magnétosphère induite, mais le champ magnétique de Saturne. En pratique, Titan est, la plus grande partie de son temps, dans la magnétosphère de Saturne [158]. Elle peut, dans certaines conditions de vent solaire, passer en dehors de la magnétosphère de Saturne et être directement exposée au vent solaire comme montré en figure 4.2. En effet, le demi grand axe de l'orbite de Titan est de l'ordre de 20 rayons de Saturne (et ainsi, Titan a une orbite de 16 jours). Lorsqu'il passe au point subsolaire de son orbite, il est proche et peu se trouver en dehors de la magnétopause de Saturne, dont la position varie en fonction de la pression du vent solaire.

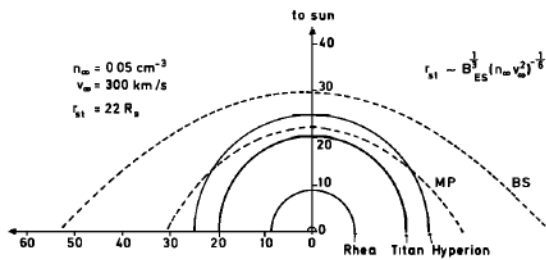


Fig. 1. Magnetopause (MP), bow shock (BS), and the orbits of Rhea, Titan, and Hyperion in the case of low solar wind pressure (the coordinates are scaled in Saturnian radii R_s). Titan is well inside the magnetopause.

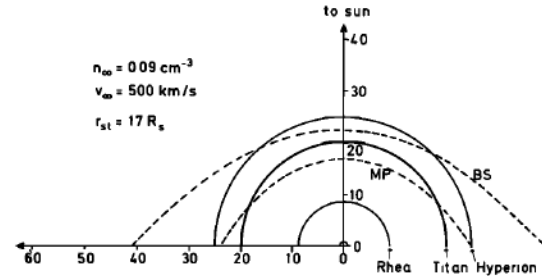


Fig. 2. Magnetopause (MP), bow shock (BS), and the orbits of Rhea, Titan, and Hyperion in the case for high solar wind pressure (the coordinates are scaled in Saturnian radii R_s). Titan is located inside the magnetosheath for an appreciable fraction of time.

FIG. 4.2 – Position de Titan en dedans et en dehors de la magnétosphère de Saturne en fonction des conditions de pression du vent solaire. Figure tirée de Wolf and Neubauer [158]

4.3.1 La magnétosphère de Saturne

Les conditions régnant dans la magnétosphère de Saturne induisent de nombreux phénomènes sur Titan. Saturne a en effet un champ magnétique dipolaire avec une période de rotation de 10h 39min, aligné sur l'axe de rotation. Le plasma dans cette magnétosphère est originaire soit du vent solaire, soit de l'atmosphère de Saturne, soit de ses satellites. Il est lié aux lignes de champ magnétique. Des électrons, des protons et des ions de grande énergie y ont été détectés, et ils précipitent en partie dans l'obstacle que constitue l'atmosphère de Titan.

4.3.2 L'enroulement des lignes de champ magnétique de Saturne autour de Titan

Lorsque Titan est dans la magnétosphère de Saturne, les lignes de champ magnétique interagissent avec son ionosphère ; elles sont alors courbées et entourent la planète. On observe ainsi un drapé des lignes de champ magnétique autour de Titan.

Cette interaction a été simulée, notamment par des modèles hybrides. Ainsi, en figure 4.3, nous pouvons visualiser le drapé des lignes de champ magnétique autour de Titan, simulé par le modèle hybride de Modolo and Chanteur [105] dans les conditions du fly-by Ta de Cassini. Ce modèle simule le transport cinétique des ions et utilise un modèle fluide pour le mouvement des électrons. Il est limité en dessous de 1400 km par la complexité de la chimie de Titan, non simulée ; mais il donne néanmoins une bonne idée du drapé dans la haute atmosphère de Titan. Ces simulations ont fait l'objet de comparaisons avec les données de Cassini.

Dans le cas présent, c'est à dire lors du fly-by Ta, Titan est à l'intérieur de la magnétosphère de Saturne. Sur la figure 4.3, les lignes de champ se déplacent selon l'axe des X, vers la droite. Lorsque les lignes sont à $2 R_T$ (rayon de Titan) de la surface de Titan, nous pouvons voir qu'elles sont fortement courbées puisqu'elles entourent un hémisphère de Titan. Les lignes s'enfonçant dans l'atmosphère s'enroulent aussi fortement ; les électrons guidés par celles-ci traversent ainsi plusieurs milliers de km de haute atmosphère au lieu de plusieurs centaines.

On voit donc apparaître ici que les précipitations d'électrons dans l'atmosphère de Titan n'est pas triviale. Et ainsi l'hypothèse de précipitation verticale, faite dans le cas de Vénus, ne soit pas simplement applicable dans ce cas. D'où la nécessité d'adapter le code Trans* à des géométries de ligne de champ magnétique.

4.4 Le code TransTitan, et sa modification pour les lignes de champ magnétique

Le code TransTitan a été fait et utilisé pour calculer les productions ioniques dans l'atmosphère de Titan [50, 92, 89]. Comme expliqué dans la section 4.2.2, il ne contient pas de modèle fluide puisque la compréhension de la chimie de la haute atmosphère de Titan n'est pas encore bonne, et beaucoup trop complexe.

4.4.1 Le code TransTitan

Le modèle de haute atmosphère de TransTitan comporte deux espèces, le N_2 , l'élément majoritaire, et le CH_4 , il a été décrit dans Müller-Wodarg et al. [110]. La température exosphérique est supposée constante à 175K. Dans notre modèle, les températures et les concentrations, même celles des électrons, ne varient ni avec la position, ni avec le flux solaire. C'est un des résultats de la mauvaise compréhension de la haute atmosphère de Titan.

Les modèles de concentration en électrons, de température et de concentrations des espèces neutres sont présentés en figures 4.4 et 4.5. La température au dessus de 800 km est, dans ce modèle, de 175 K et la température de surface de 90 K, avec un minimum local de température à 600 km d'altitude à 130 K. La concentration en électrons fait un pic à 8000 cm^{-3} à 1000 km d'altitude. Il y a un pic secondaire à 3000 cm^{-3} vers 750 km d'altitude. Ces pics sont comparables aux couches F et E de l'ionosphère Terrestre.

En ce qui concerne les sections efficaces d'ionisation par impact électronique pour le CH_4 , nous utilisons les travaux de Straub et al. [139], Luna et al. [98]. Nous avons un rapport de branchement de 50% pour le CH_4^+ , et de 50% pour les autres ions, ainsi, nous ne montrons que le CH_4^+ dans les figures de productions. Les autres ions produits sont CH_3^+ (69.7%), H^+ (12.3%), CH_2^+ (11%), C^+ (1.4%) et H_2^+ (0.9%).

4.4.2 La modification pour le champ magnétique

Contrairement au cas terrestre, la prise en compte du champ magnétique dans le calcul de la précipitation d'électrons sur Titan n'est pas triviale. En effet, sur Terre, les lignes de champ magnétique peuvent être considérées comme des lignes droites dans l'atmosphère à une latitude donnée. Lorsque l'on travaille avec les lignes de champ magnétique enroulées, il faut considérer qu'elles peuvent avoir traversé une quantité d'atmosphère très élevée. Dans le cas terrestre, travailler avec des lignes de champ magnétique horizontales dans le code est impossible, puisque l'on divise l'atmosphère par $\cos(\theta) = 0$, $\theta (=90^\circ$ dans ce cas) étant l'angle que fait la ligne avec la verticale.

Il a donc fallu modifier de manière importante le code initial. J'ai supposé que les électrons suivaient les lignes de champ magnétique, c'est à dire que le passage d'une ligne de champ à une autre pouvait être négligé (il y en a autant dans un sens que dans l'autre), même dans les conditions où le champ magnétique est horizontal. Cette hypothèse se justifie dans le cas où le champ magnétique est assez fort pour que le rayon de giration soit négligeable par rapport aux changements d'intensité du champ magnétique, mais aussi des variations de concentration de l'atmosphère.

En détail, j'ai découplé la grille d'altitude, de concentrations et de températures de la verticale : le calcul se fait le long de la ligne de champ magnétique. Un petit code permet de passer d'un couple concentration - altitude, à un ensemble longueur sur la ligne - altitude équivalente - concentration - concentration intégrée (en chaque point) le long de la ligne. L'altitude équivalente nous donnant immédiatement les températures locales, et la concentration électronique.

4.5 Conclusion

Titan est un sujet de première importance pour les études aéronomiques, ainsi que pour les travaux sur l'évolution et la composition des atmosphères en général. La compréhension des mécanismes à l'origine de la composition de son atmosphère nécessite une étude poussée des entrées énergétiques. La première partie de ce travail, était l'étude de la photoionisation, qui avait déjà été faite lors de la création du code TransTitan [50, 92]. Mais on se rend compte en étudiant l'environnement magnétique de Titan que c'est le second point, l'étude des précipitations électroniques, qui pose le plus de problèmes. Pour les résoudre, nous avons donc modifié le code TransTitan pour l'étude des précipitations le long des lignes de champ magnétique.

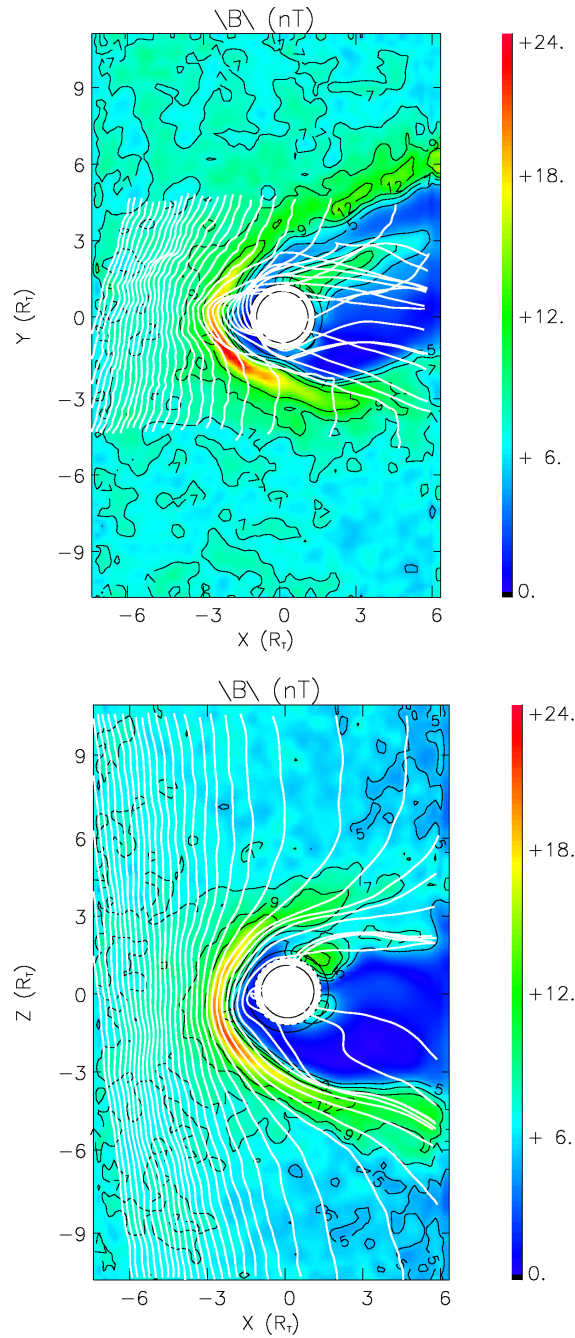


FIG. 4.3 – Lignes de champ magnétique enroulées autour de Titan dans les conditions du fly-by Ta de Cassini. Ces schémas sont tirés des simulations du modèle hybride de R. Modolo (communication personnelle). Les deux panneaux représentent le champ magnétique simulé vu selon une coupe dans les plans XY et XZ (l'intensité, en nT, est donnée par le code de couleur). Les lignes blanches en surimpression correspondent à la projection dans ces plans des lignes de champ magnétique de Saturne s'enroulant autour de Titan (cercle blanc, avec son atmosphère).

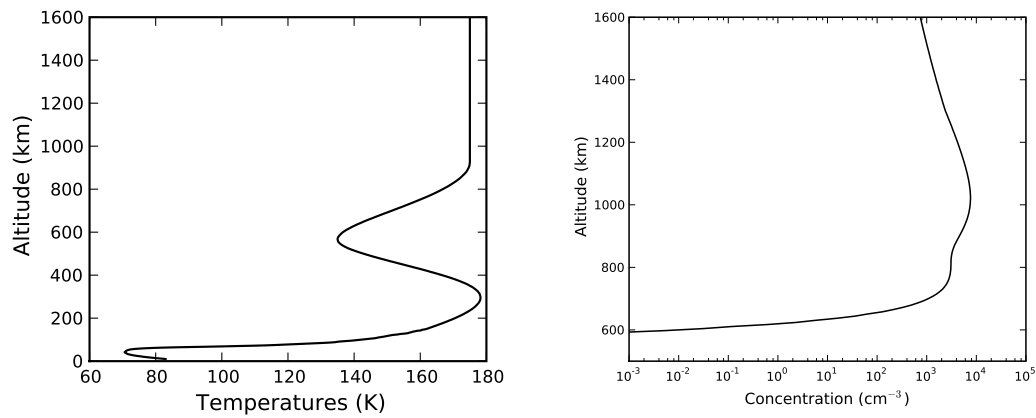


FIG. 4.4 – Panneau de gauche : température des neutres, des électrons et des ions pris en compte dans le modèle de Titan (nous les avons toutes prises égale en première approximation). Panneau de droite : concentration en électrons. Toutes ces données proviennent du modèle de Müller-Wodarg et al. [110].

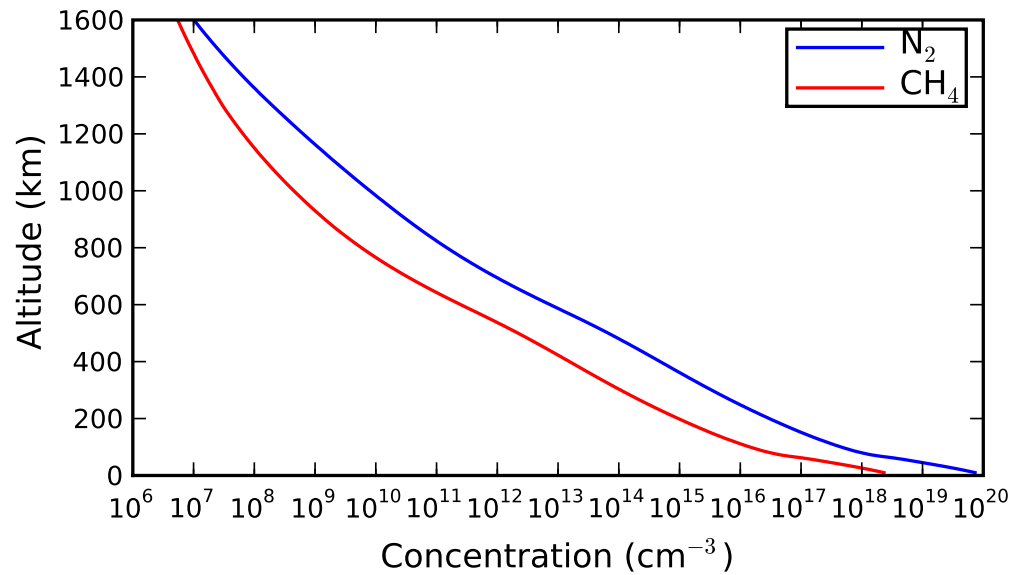


FIG. 4.5 – Modèle de l’atmosphère de Titan. N₂ est l’élément le plus important (96%) suivi du CH₄ (4%). Les autres espèces, en plus faible concentrations, sont négligées dans notre modèle d’ionisation. Elles sont par contre importantes du point de vue chimique (modèle de Müller-Wodarg et al. [110]).

Chapitre 5

Résultat : les précipitations d'électrons le long des lignes de champ magnétique sur Titan

Le code TransTitan, modifié pour travailler avec le champ magnétique, donne de nombreux résultats permettant d'analyser les effets des électrons dans la mésosphère et la haute atmosphère de Titan. Nous allons les comparer avec ceux d'autres auteurs et avec les observations. C'est pourquoi nous nous intéresserons aux survols de la sonde Cassini sur Titan. Ceux-ci nous permettent de mesurer les flux d'électrons dans la haute atmosphère de ce satellite. Les résultats de ces mesures étaient jusqu'à présent difficiles à interpréter. Nous verrons que l'analyse faite en utilisant TransTitan avec un modèle réaliste des lignes de champ magnétique permet d'expliquer ces données, et nous donnera envie d'explorer encore plus loin en énergie le spectre des précipitations de particules.

5.1 Le problème des détections de Cassini

Lors du flyby T5 de la sonde Cassini, l'instrument ELS a capturé de nombreuses trames de flux d'électrons, à des altitudes variant entre 2700 km et 1200 km. Un des tests intéressants de compréhension de la haute atmosphère consiste, dans ces cas, à comparer les résultats des modèles et de la mesure à 1200 km lorsque l'on prend en entrée les flux mesurés à 2700 km. Ce travail a été fait en premier par Agren et al. [1], le résultat n'était pas probant, car il fallait diviser le flux d'entrée par 10 pour retrouver le résultat de l'observation. Mais on a détecté plus tard une mauvaise chaîne de calibration dans les flux utilisés, ce qui peut expliquer en partie

les différences observées entre le modèle et l'observation. Pourtant, l'utilisation des flux corrigés, dans Cravens et al. [29], montre toujours la nécessité de diviser le flux d'entrée. Or 10 est toujours le facteur qui fait correspondre le mieux simulation et observation.

Pour pallier ce problème, la simulation de Cravens et al. [29] a été modifiée pour prendre en compte le trajet des électrons le long des lignes de champ magnétique. Divers types de lignes, paraboliques ou droites, ont été testées, avec des résultats non probants.

Dans tous les cas, une division du flux est nécessaire. Pour résoudre ce problème, les auteurs ont proposé que le flux d'électrons variait, et ainsi qu'il était réellement dix fois plus faible lorsque la sonde a fait ses mesures à 1200 km.

5.2 Utilisation de TransTitan

Le code utilisé dans Cravens et al. [29] est moins complet que le code TransTitan, qui est multi-faisceaux. Nous avons donc modifié TransTitan pour travailler avec les lignes de champ magnétique, et ainsi voir quelles sorties on pouvait tirer de ces précipitations électroniques dans des conditions non triviales.

Nos premières simulations nous ont amené à tester des lignes de champ magnétique droites et paraboliques. Mais, il nous est vite apparu que les données de flux à 1200 km dépendaient fortement de la géométrie. Il nous a donc semblé judicieux de travailler avec des lignes de champ magnétique plus réalistes, comme celles tirées du code de R. Modolo [105]. Les différentes configurations utilisées sont présentées en figure 5.1, elles sont étudiées plus en détail par la suite. Nous avons utilisé les données de précipitation de Cravens et al. [29], qui sont présentées en figure 5.2. Ce spectre est issu des mesures de l'instrument CAPS/ELS sur la sonde Cassini, prises lors du fly-by T5, à 2730 km d'altitude. En ce qui concerne les extrémités de la courbe, les valeurs en dessous de 1 eV sont une interpolation pour la compatibilité avec TransTitan. Elles n'ont aucune incidence sur les résultats ci-dessous. Les valeurs au dessus de 5 keV sont dans la limite de détection de l'instrument.

5.2.1 Cas 1 : le cas vertical

Dans un esprit de vérification et de comparaison des modèles, la première simulation effectuée a été celle du cas vertical. Notre modèle confirme les résultats de Agren et al. [1], Cravens et al. [29] : il est nécessaire de diviser le flux d'entrée dans le cas vertical (et même dans la cas où les lignes de champ sont inclinées de 45° par rapport à la verticale). Nous pouvons voir les productions résultant d'une précipitation

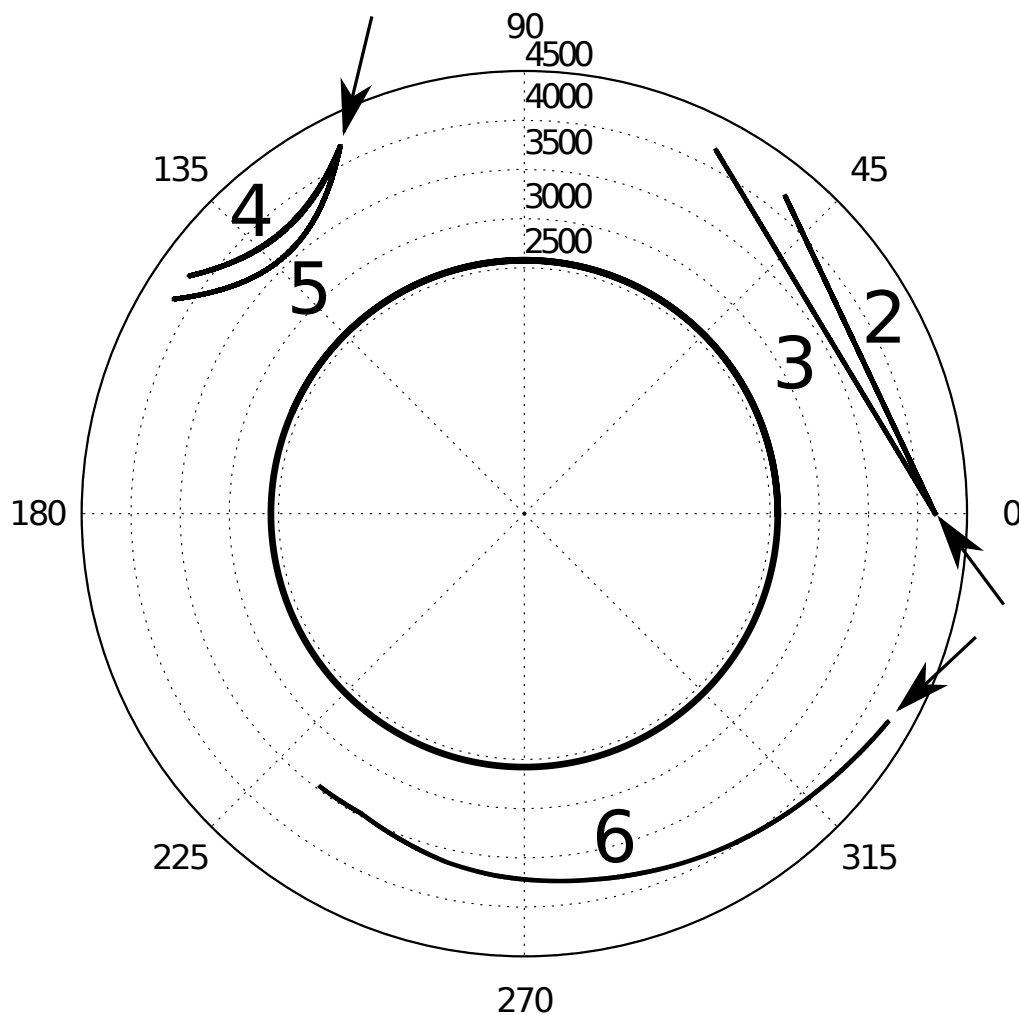


FIG. 5.1 – Les lignes de champ magnétique utilisées pour la précipitation. Les nombres en gras montrent quel est le cas, dans le texte, correspondant à la ligne. Les flèches montrent les points d'entrée des électrons. Les cas 2 et 3 correspondent à des lignes de champ magnétique droites, dont le minimum, en altitude correspond respectivement à 1200 et 1000 km. Les cas 4 et 5, paraboliques, ont respectivement les mêmes minima. Ces derniers cas ont la particularité de faire sortir les électrons trop énergétiques de l'atmosphère, en effet, si ceux-ci ne sont pas absorbés, ils peuvent ressortir du côté opposé à la flèche. Le cas 6 correspond à la ligne de champ magnétique simulée par le modèle hybride.

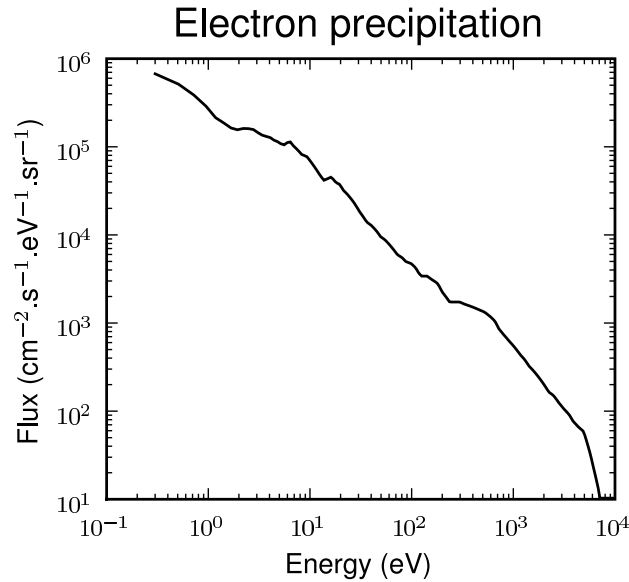


FIG. 5.2 – Le flux d'électrons précipitant dans l'atmosphère de Titan dans les conditions du flyby T5. Ces précipitations ont été mesurées par l'instrument ELS à bord de la sonde Cassini, à 2730 km d'altitude [29]. La limite basse de ce spectre a été extrapolée en dessous de 1 eV pour la compatibilité avec TransTitan ; au dessus de 5 keV, l'instrument est en limite de détection. Ce spectre a été pris dans des conditions de précipitations importantes, avec Titan à l'intérieur de la magnétosphère de Saturne.

verticale en figure 5.3, les produits calculés par TransTitan sont le N_2^+ et le N^+ , qui proviennent de l'ionisation de N_2 , et le CH_4^+ qui provient de l'ionisation de CH_4 . Il faut noter que l'ionisation par impact électronique de CH_4 produit (statistiquement) CH_3^+ en quantité similaire à CH_4^+ , plus quelques autres ions à l'état de traces. Le pic de production électronique se trouve, dans ce cas, à 800 km, et a une intensité de $5 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

Nous avons calculé le flux résultant à différentes altitudes (figure 5.4). Ces flux correspondent au spectre de la dégradation en énergie du flux précipitant, auquel s'ajoute les électrons secondaires. La différence entre le flux calculé et le flux précipité à 1200 km d'altitude est très importante, pouvant aller jusqu'à 2 ordres de grandeur. En pratique, le flux calculé à 888 km est beaucoup plus proche du flux observé ce

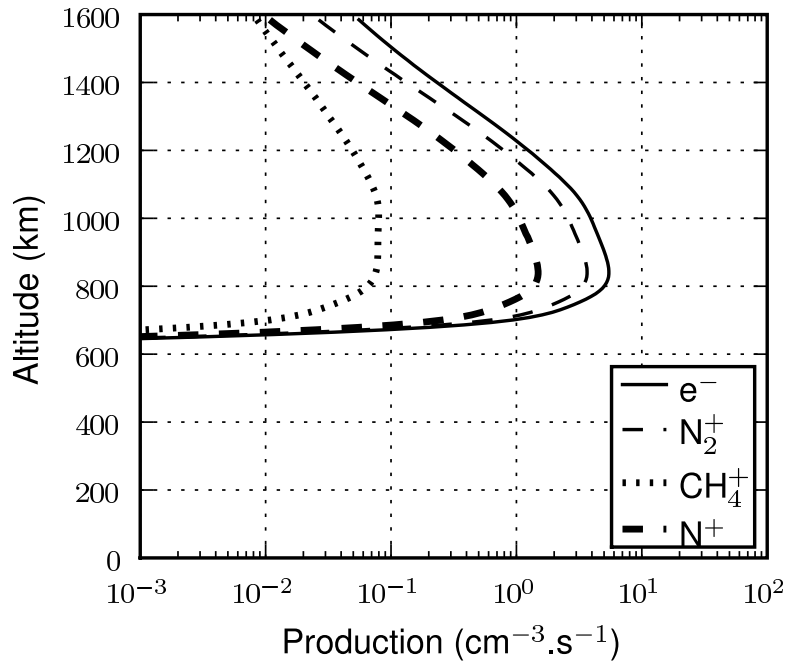


FIG. 5.3 – Profil d’ionisation dans le cas (1) d’une précipitation verticale. Les produits de l’ionisation de N_2 et de CH_4 pris en compte dans cette figure sont N_2^+ , N^+ , et CH_4^+ . Le profil de CH_3^+ est confondu avec celui de CH_4^+ dans le cas d’ionisation par impact d’électrons.

qui semble dire que les électrons ont traversé une plus grande couche d’atmosphère lorsqu’ils ont été observés par Cassini à 1200 km. Nous ne nous intéresserons pas pour l’instant à la forme de la courbe à basse énergie (10 eV). Nous retrouvons, comme Agren et al. [1] et Cravens et al. [29], la nécessité de diviser par dix le flux d’électrons pour retrouver les résultats de la mesure à 1200 km (fig 5.5).

5.2.2 Cas 2 : ligne droite, horizontale à 1200 km

Nous utilisons ici une ligne droite horizontale, dont le point le plus bas, celui où la ligne est perpendiculaire à la verticale, se situe à 1200 km (en effet, à ces

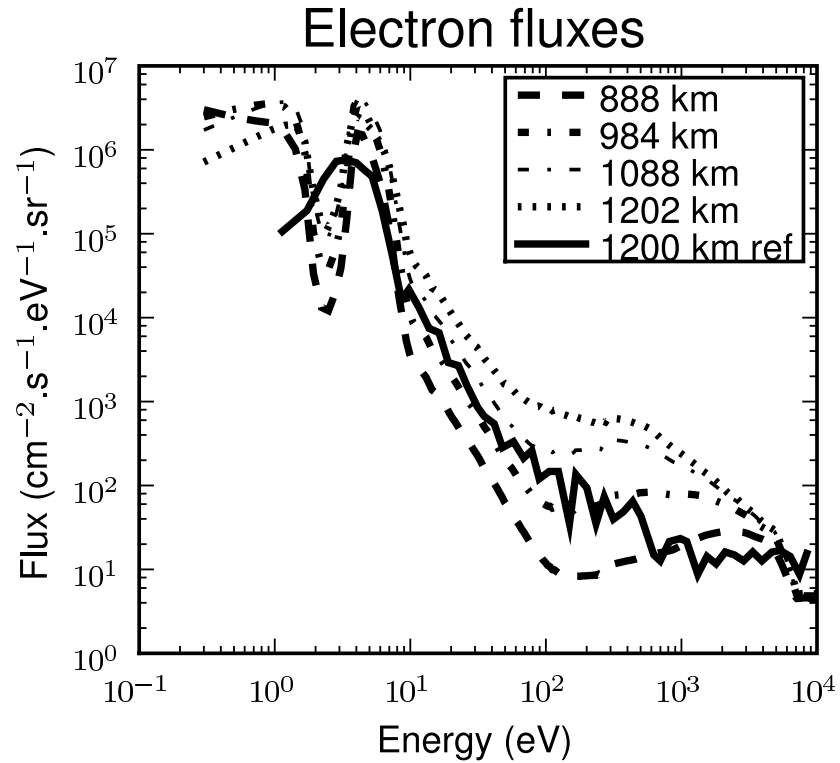


FIG. 5.4 – Comparaison entre les flux modélisés à différentes altitudes et le flux observé (noté ref) à 1200 km d'altitude (dans le cas d'une précipitation verticale). Le flux calculé qui s'approche le plus de l'observation est celui à 888 km.

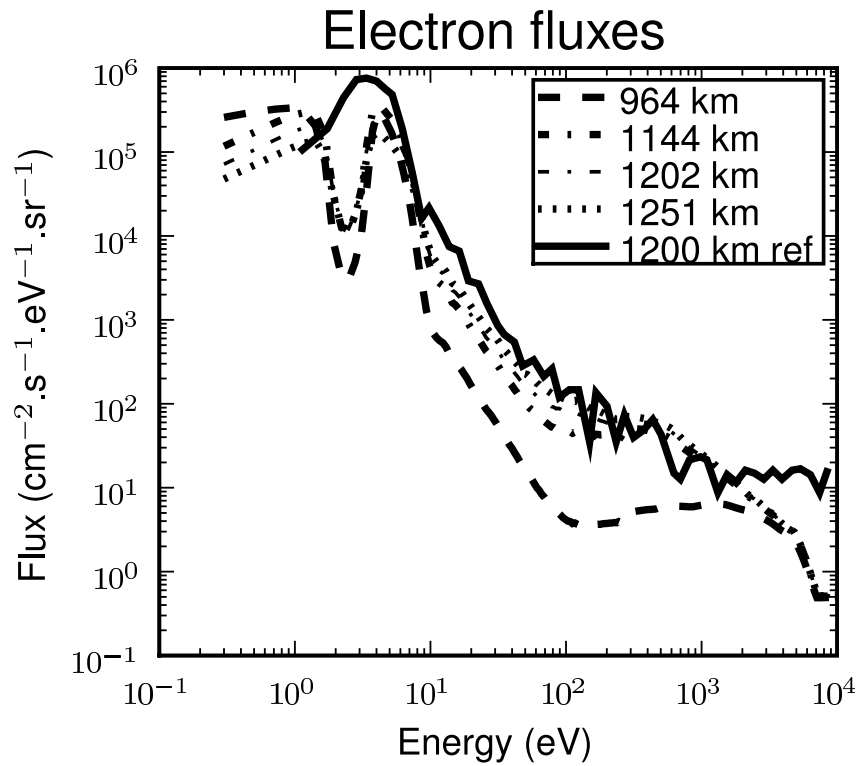


FIG. 5.5 – Comparaison entre les flux d'électrons modélisés à différentes altitudes et le flux observé (ref) à 1200 km d'altitude. Dans ce cas, le flux initial est celui mesuré à 2730 km, mais divisé par 10. Nous sommes alors dans le cas où la mesure correspond à la simulation dans le cas vertical. Cette figure nous permet de confirmer les conclusion de Cravens et al. [29] quant à la nécessité de diviser le flux d'entrée par 10 si on garde une précipitation verticale.

échelles, on ne peut négliger la courbure de l'atmosphère). Le paramètre important est ici l'abscisse curviligne, celle-ci est visible à gauche sur la figure d'ionisation (fig 5.6), et nous donnons la correspondance en altitude à droite (l'altitude minimale étant indiquée par une ligne horizontale). L'entrée des particules dans l'atmosphère, à 1600 km d'altitude, correspond à la position (en terme d'abscisse curviligne) 3500 km, et la sortie de l'atmosphère, à la même altitude, correspond à la position 0. Nous pouvons observer que le maximum d'ionisation se situe à une position de 2300 km, ce qui correspond à une altitude de 1230 km, mais est éloigné (en position) de 500 km du point le plus bas. Ce profil est à comparer avec le cas précédent, où le maximum se situait à 800 km d'altitude. La production maximale le long de notre ligne est $0.5 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

En ce qui concerne la comparaison du flux, en figure 5.7, on peut voir que le flux à la position 1789 km est dans les barres d'erreurs (gros trait) de la mesure entre 10 eV et 200 eV, or cette abscisse correspond à une altitude de 1200 km. On voit donc que la comparaison entre l'expérience et la simulation est correcte en faisant une modification importante de la géométrie de précipitation. Pour les plus hautes énergies, nous voyons une divergence entre expérience et simulation, ce qui nous pousse à étudier d'autres types de géométrie.

5.2.3 Cas 3 : ligne droite, horizontale à 1000 km

Ce cas est intéressant, avec une géométrie à peine modifiée par rapport à la précédente, car nous avons deux points où l'altitude est égale à 1200 km. On peut donc étudier l'effet des parties plus denses sur une mesure de flux, tout en ayant une comparaison possible avec les mesures de Cassini. Le pic de production se situe à une abscisse de 3000 km (fig. 5.8), ce qui correspond à une altitude de 1100 km, et à une intensité de $1 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. La comparaison des flux, en figure 5.9, montre un bon accord avec les hautes énergies pour une simulation à une abscisse de 2524 km, ce qui correspond à une altitude de 1050 km. Par contre, pour les basses énergies, la simulation à 1200 km d'altitude s'éloigne des mesures.

5.2.4 Cas 4 : parabole, horizontale à 1200 km

Ici, nous nous intéressons à la partie des lignes de champ où les électrons ressortent de l'atmosphère. En effet, le flux peut être atténué dans les parties plus denses, mais du fait de la géométrie de la courbe, un flux atténué ressort. Nous travaillons donc avec une parabole, dont le point le plus bas en altitude est à 1200 km. Le pic de production se situe à une abscisse de 1200 km, ce qui correspond à une altitude de

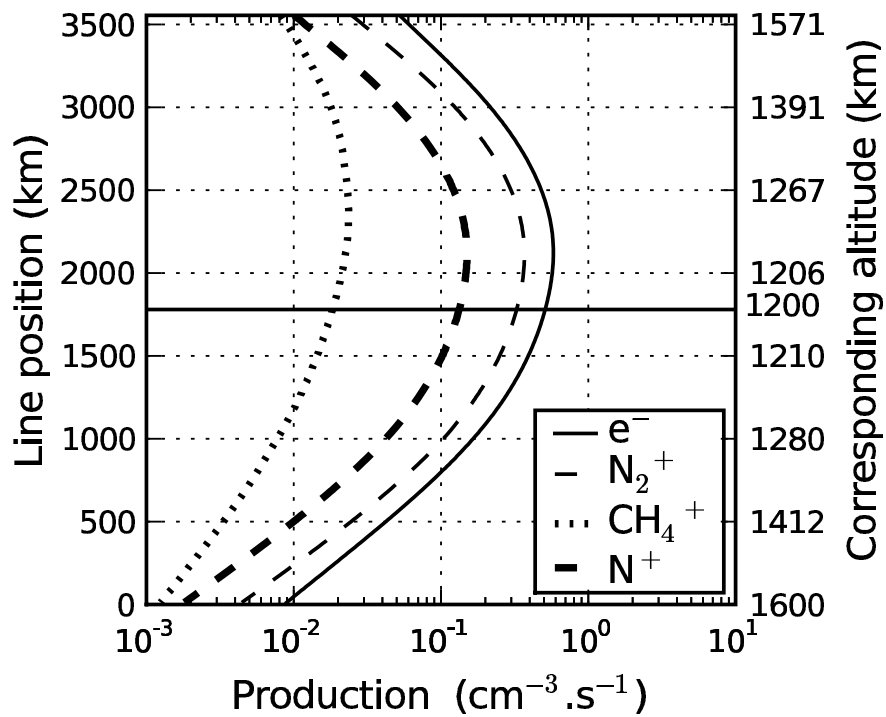


FIG. 5.6 – Profil d'ionisation dans le cas (2) d'une précipitation en ligne droite, avec une altitude minimale de 1200 km. L'abscisse curviligne est représentée à gauche, et l'altitude correspondante à droite. Le point d'altitude minimal est indiqué par la ligne horizontale.

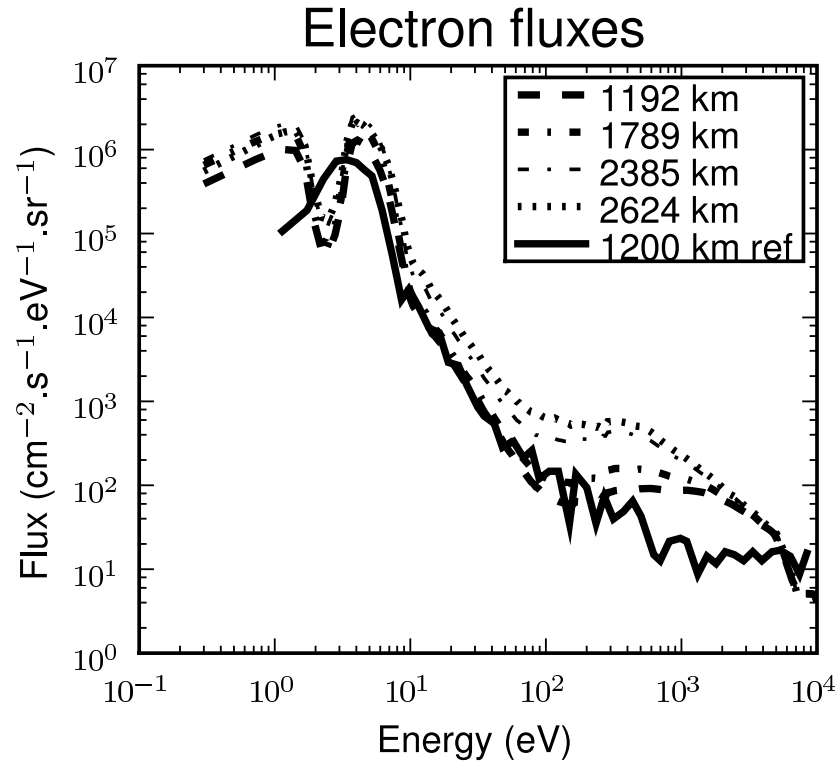


FIG. 5.7 – Comparaison entre les flux modélisés à différentes positions et le flux observé (ref) à 1200 km d'altitude, dans le cas 2 (ligne droite, 1200 km). Le flux calculé qui s'approche le plus de l'observation est celui dont la position est 1789 km, ce qui correspond à une altitude de 1200 km. La position 1192 km correspond à une altitude de 1245 km (du côté le plus éloigné des précipitations), 2385 à 1247 km (du côté le plus proche des précipitations) et 2624 à 1292 km. Plus l'abscisse est élevée, plus elle est proche du point de précipitation. Nous restons ainsi dans la logique du cas vertical.

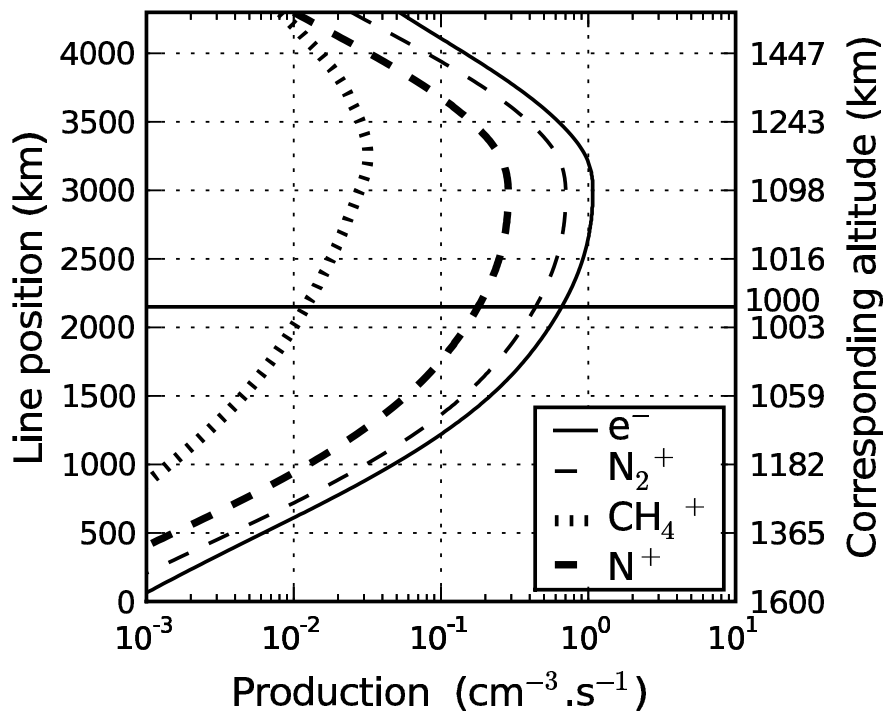


FIG. 5.8 – Profil d’ionisation dans le cas (3) d’une précipitation en ligne droite, avec une altitude minimale de 1000 km. L’abscisse curviligne est représentée à gauche, et l’altitude correspondante à droite. Le point d’altitude minimal est indiqué par la ligne horizontale.

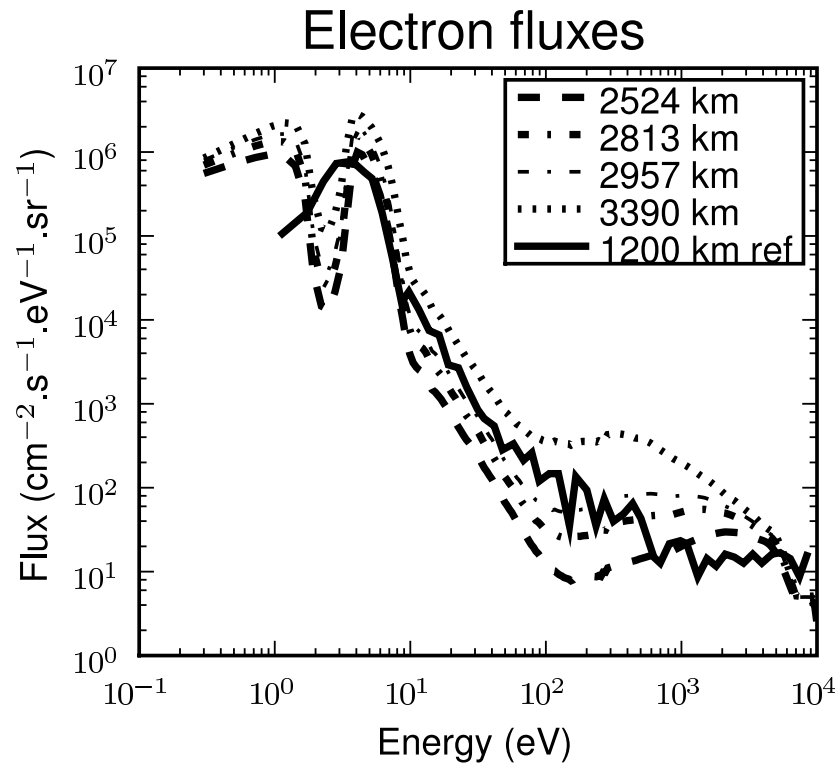


FIG. 5.9 – Comparaison entre les flux modélisés à différentes positions et le flux observé (ref) à 1200 km d'altitude, dans le cas 3 (ligne droite, 1000 km). L'intérêt de cette courbe est la comparaison à haute énergie, notamment avec la position à 2524 km qui correspond à une altitude de 1018 km. La position 2813 km correspond elle à une altitude de 1060 km, 2957 à 1090 km, et 3390, qui est la plus divergente de la courbe, à un altitude de 1200 km.

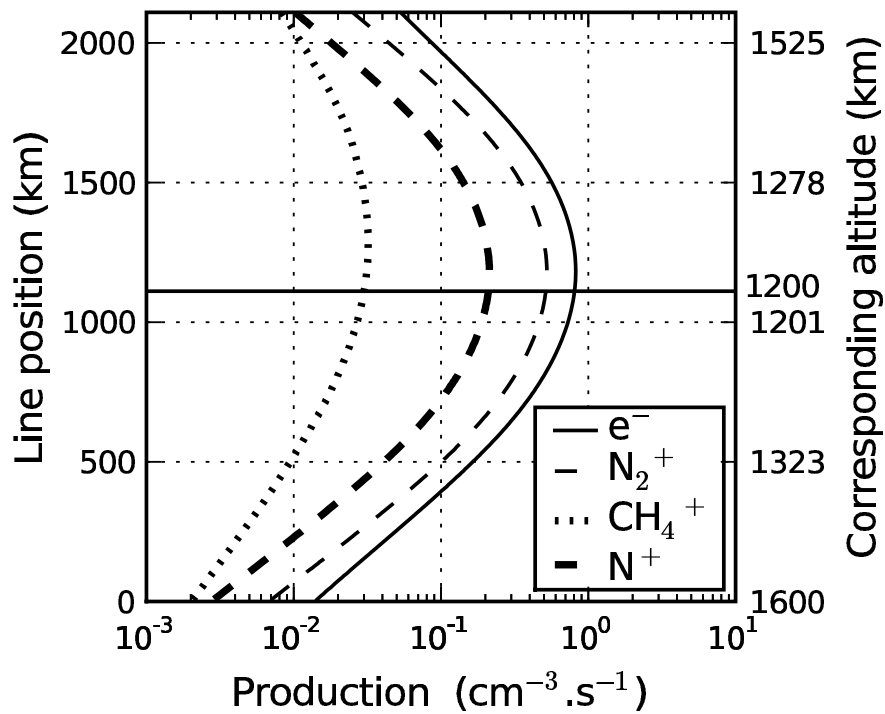


FIG. 5.10 – Profil d’ionisation dans le cas (4) d’une précipitation en parabole, avec une altitude minimale de 1200 km. L’abscisse curviligne est représentée à gauche, et l’altitude correspondante à droite. Le point d’altitude minimal est indiqué par la ligne horizontale.

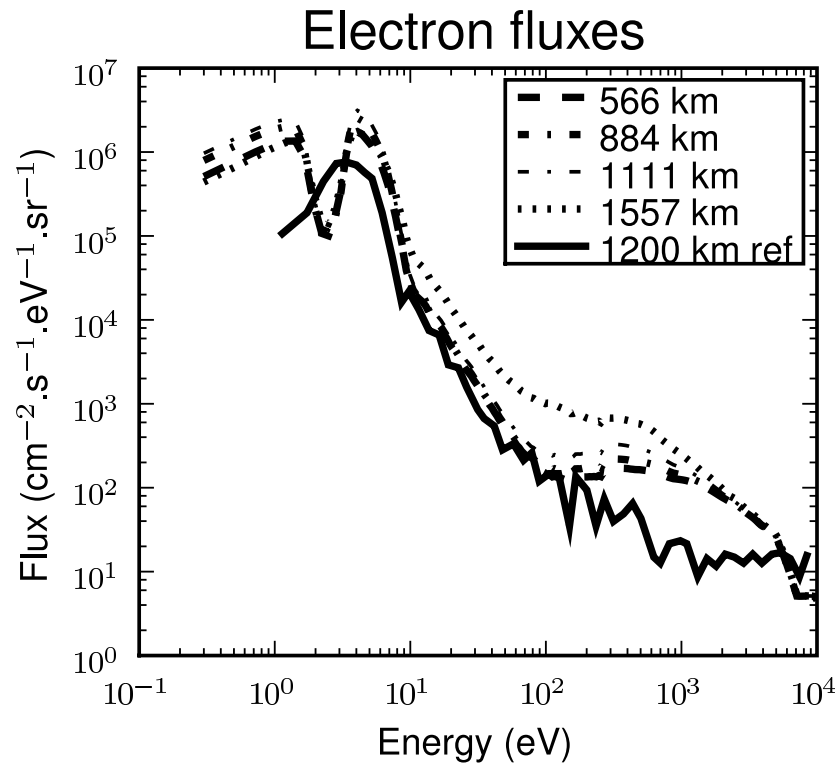


FIG. 5.11 – Comparaison entre les flux modélisés à différentes positions et le flux observé (ref) à 1200 km d'altitude, dans le cas 4 (parabole, 1200 km). La position 1557 correspond à une altitude de 1300 km, 1111 à 1200 km, 884 à 1212 km et 566 à 1300 km. Nous remarquons que dans ce cas, la meilleure correspondance entre modèle et observation correspond à la partie où les électrons commencent à ressortir de l'atmosphère.

1210 km, avec une intensité de $0.8 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ (fig 5.10). Les flux correspondants sont représentés en figure 5.11. Les flux qui se rapprochent le plus de la mesure sont ceux situés à 1300 km d'altitude, en queue de la ligne de champ magnétique.

5.2.5 Cas 5 : parabole, horizontale à 1000 km

Ce cas est très proche du précédent, mais avec une altitude minimale de 1000 km. Le pic d'ionisation se situe à une abscisse de 1700 km, ce qui correspond à une altitude de 1100 km. L'intensité de ce pic est $2 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ (fig 5.12). Les flux mesurés en dessous de 1100 km d'altitude sont très proches de la mesure. On peut conclure, de ces cas paraboliques et des précédents, qu'il est assez facile d'expliquer une modification de la forme du flux en fonction de l'altitude par une modification de la géométrie de la ligne de champ magnétique. Mais pour pouvoir conclure sur la réalité de cette approche, il faut utiliser des lignes de champ réalistes, comme celles calculées par des modèles hybrides.

5.2.6 Cas 6 : Ligne calculée par un modèle hybride

Dans ce cas, nous utilisons les lignes de champ magnétique simulées pour le flyby Ta de la sonde Cassini par Modolo and Chanteur [105]. Nous avons testé le modèle avec différentes lignes de champ magnétique, et nous avons gardé celle qui donne le meilleur accord avec la mesure. La ligne que nous utilisons n'est qu'une approximation, nous donnant les conditions représentatives de l'enroulement du champ magnétique de Saturne autour de l'atmosphère de Titan. En effet, nous travaillons au niveau du flyby T5, et non de Ta, et le modèle hybride a des restrictions à basse altitude. Dans ce modèle, les ions sont décrits par une code cinétique alors que les électrons sont considérés comme un fluide non inertielle. Lorsque les impacts électroniques et les réactions chimiques ne sont plus négligeables, le modèle n'est plus valide, ce qui arrive à environ 1400 km.

Le pic d'ionisation est à une altitude de 1000 km et son intensité est de $0.7 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ (fig 5.14). Le flux correspondant est représenté en figure 5.15. C'est le meilleur cas de comparaison entre le modèle à 1200 km et la mesure à cette même altitude, même si une différence peut être observée aux hautes énergies.

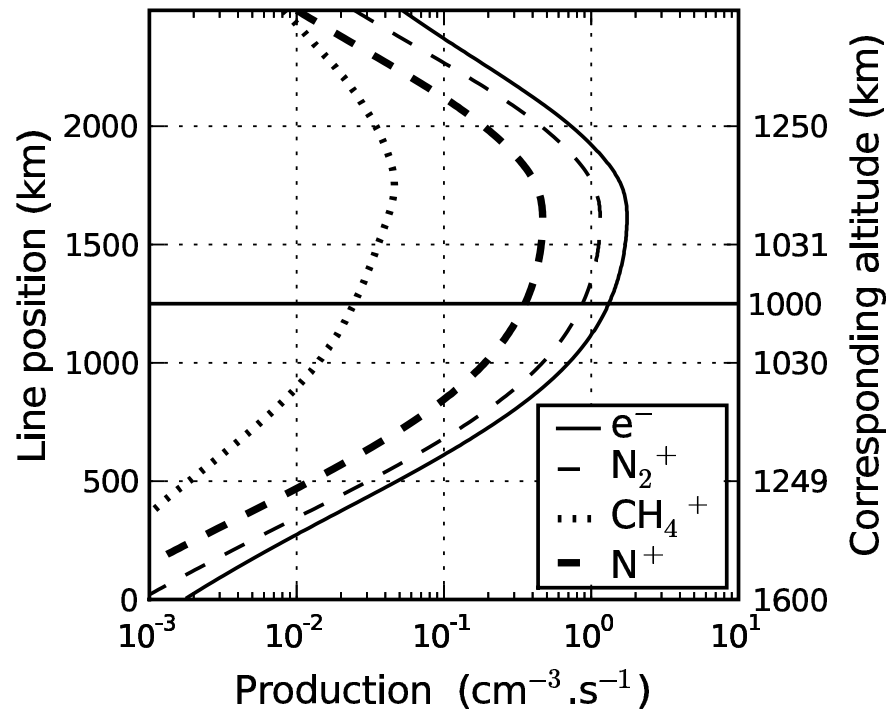


FIG. 5.12 – Profil d'ionisation dans le cas (5) d'une précipitation en parabole, avec une altitude minimale de 1000 km. L'abscisse curviligne est représentée à gauche, et l'altitude correspondante à droite. Le point d'altitude minimale est indiqué par la ligne horizontale.

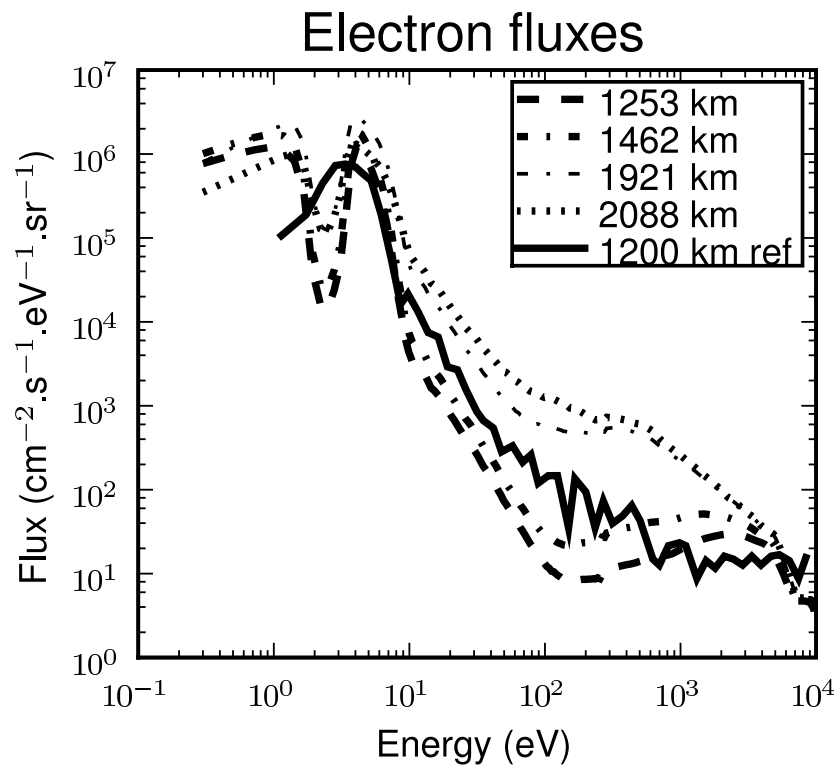


FIG. 5.13 – Comparaison entre les flux modélisés à différentes positions et le flux observé (ref) à 1200 km d'altitude, dans le cas 5 (parabole, 1000 km). L'abscisse 1253 correspond à une altitude de 1000 km, 1462 à 1020 km, 1921 à 1200 km et 2088 à 1300 km. Le fait que l'on travaille dans une géométrie parabolique n'est pas suffisant pour faire que le flux à 1200 km en sortie soit plus proche du flux mesuré, nous sommes dans un cas avec trop d'absorption.

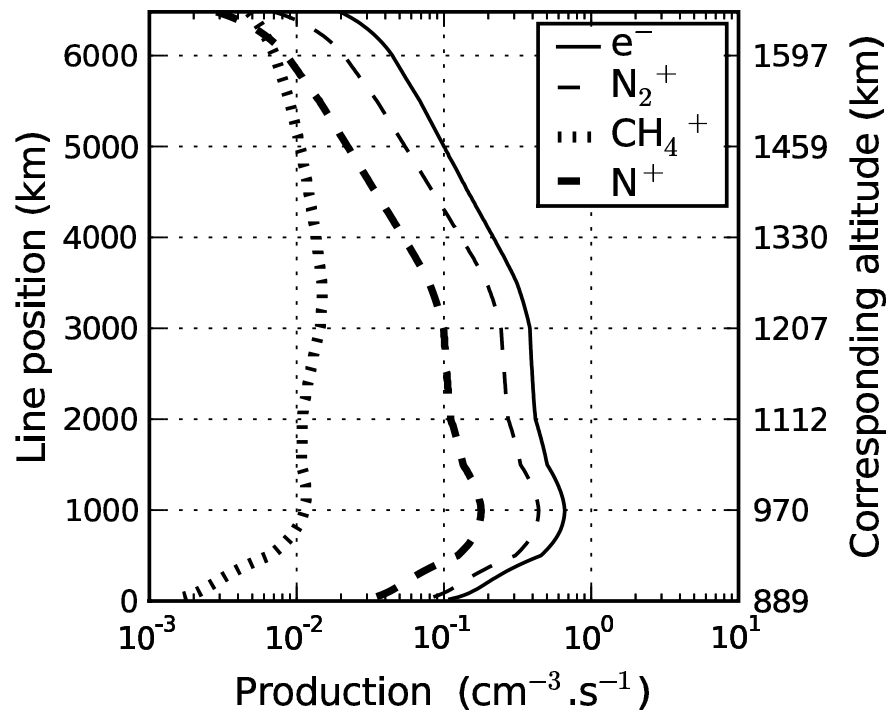


FIG. 5.14 – Profil d'ionisation dans le cas (6) d'une précipitation le long d'une ligne de champ magnétique réaliste, calculée par un modèle hybride.

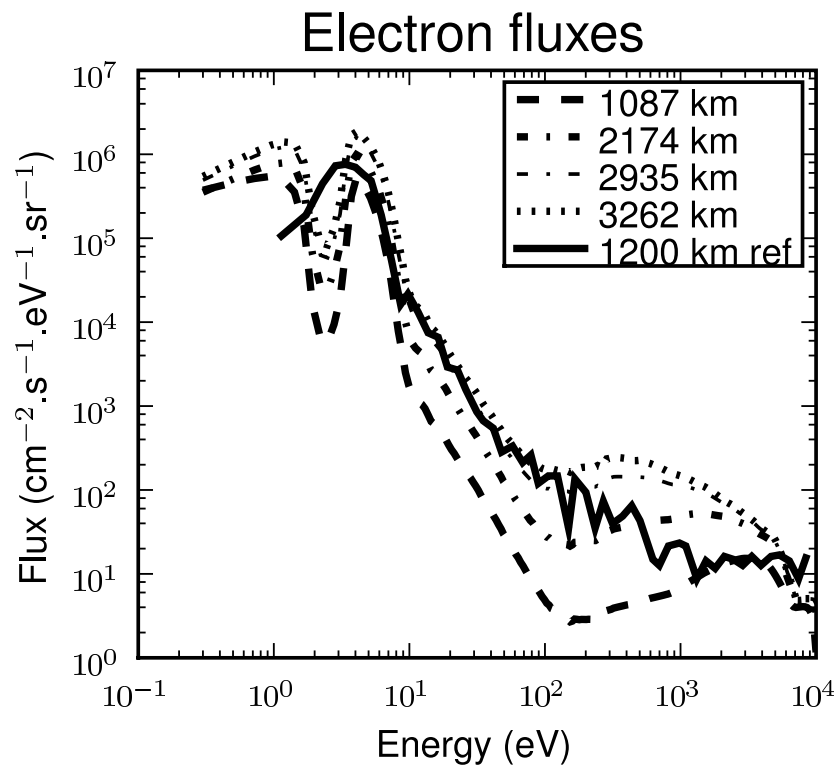


FIG. 5.15 – Comparaison entre les flux modélisés à différentes positions et le flux observé (ref) à 1200 km d'altitude, dans le cas 6 (modèle hybride). La position 1087 correspond à une altitude de 985 km, 2173 à 1130 km, 2935 à 1200 km et 3262 à 1240 km. Dans ce cas, nous arrivons à un meilleur accord entre les mesures et l'observation bien qu'une différence soit toujours visible aux grandes énergies.

5.3 Analyse des résultats

Nous avons montré, avec ces modélisations, que le cas d'une précipitation verticale d'électrons dans l'atmosphère de Titan dans les conditions du transit T5 posait des problèmes quant aux interprétations des données de flux (comment ce flux pouvait être divisé par dix lors de la descente de la sonde?). Pour garder l'accord entre la théorie et l'observation dans l'hypothèse d'une précipitation verticale, il fallait diviser le flux d'entrée, pourtant issu de la mesure, par 10. Ceci étant en accord avec les travaux précédents [1, 29]. Dans le cadre de cette hypothèse, il faut considérer que les précipitations d'électrons sont fortement variables (puisque leur flux peut être divisé par dix). Mais pour expliquer cette variabilité, il faut prendre en compte le fait que les électrons suivent les lignes de champ magnétique ; ce qui va à l'encontre de l'hypothèse initiale.

L'utilisation de nombreuses configurations de champ magnétique pour le calcul du flux nous a permis de trouver des conditions rapprochant la modélisation de la mesure. Notamment en figure 5.15. Nous trouvons ainsi (dans les figures 5.7 et 5.15) un excellent accord entre une dizaine d'eV et quelques centaines d'eV. Cette modification fondamentale du code de transport des électrons nous permet de concilier théorie et mesure dans cette gamme d'énergie sans nécessiter l'hypothèse d'une forte variation de flux d'électron en entrée. Nous simplifions ainsi l'interprétation des mesures de Cassini.

A plus haute énergie, plusieurs sources permettraient d'expliquer les différences. Un problème de résolution spatiale incertitude sur l'altitude pourrait apparaître, nous voyons par exemple que le flux à haute énergie varie beaucoup entre 1130 et 1200 km d'altitude en figure 5.15. Une autre explication pourrait être l'incertitude dans la forme de la ligne de champ magnétique, ou dans l'atmosphère neutre utilisée. Mais l'explication la plus probante est l'incertitude sur la mesure aux hautes énergies, puisque l'instrument ELS doit être re-calibré avec l'instrument MIMI au dessus du keV (R. Modolo, communication personnelle). En dessous des 10 eV, il est très difficile de comparer mesures et simulations, car divers paramètres perturbent les mesures [6].

On peut donc affirmer que l'utilisation d'une ligne de champ magnétique réaliste permet de bien interpréter les observations de flux d'électron de Cassini.

5.4 Conclusion

Le code TransTitan modifié est capable de calculer l'effet des précipitations d'électrons le long de lignes de champ magnétiques. Ce qui a permis, en utilisant les ré-

sultats d'un modèle hybride de ligne de champ magnétique, d'expliquer la différence entre théorie et observation dans le cas du flyby T5 de la sonde Cassini autour de Titan. Nous comprenons maintenant l'importance de travailler avec l'enroulement des lignes de champ magnétique dans l'atmosphère. L'approche de ce modèle peut être étendue pour travailler avec des lignes de champ magnétique du côté diurne, ce qui nécessite une modification conséquente du code de photoionisation. Ce travail doit être considéré comme une base pour de meilleures comparaisons entre modèles MHD et observations dans le cas des précipitations sur Titan et des autres planètes et objets non (ou peu) magnétisés.

Dans le cadre de l'analyse de l'atmosphère de Titan, nous voyons que l'impact des électrons est beaucoup plus complexe que ce qui avait été simulé auparavant, avec une création d'ions à plus haute altitude (le pic étant à une altitude de 800 km pour une précipitation verticale, et de 1000 km pour la ligne provenant du modèle hybride) dans ces conditions magnétiques. Ainsi, au lieu d'avoir un pic de production dans la mésosphère, celui-ci a lieu dans l'ionosphère. Ceci nous donne une autre source d'ionisation, très importante pour l'interprétation des hydrocarbures dans la haute atmosphère, mais pose le problème des effets des précipitations de particules dans la mésosphère. Or, nous savons qu'avec les conditions de champ magnétique dans l'environnement de Titan, les protons peuvent précipiter à ces altitudes, et les rayons cosmiques beaucoup plus bas.

Troisième partie

Impact dans les atmosphères
moyennes et basses (protons et
rayons cosmiques)

Même aujourd'hui, nous ne comprenons pas tous les processus à l'oeuvre dans l'ionosphère. L'une des raisons qui la rendent difficile à étudier est que tous nos instruments emportés par des fusées ou des satellites y filent à des milliers de kilomètres à l'heure ; on n'a jamais pu y rester immobile pour l'observer. Aujourd'hui, pour la première fois, le projet de tour orbitale nous offre une chance d'établir des observatoires *fixes* dans l'ionosphère.

» Arthur C. Clarke, *The Fountains of Paradise*, 1979. Traduction française G.H Gallet, R.C. Wagner.

L'étude des précipitations d'électrons dans la haute atmosphère de Titan nous a montré que l'influence de ces particules, dans certaines conditions, pouvait descendre jusqu'à des altitudes de l'ordre de 800 km. La prise en compte des lignes de champ magnétique dans nos simulations nous a aussi montré que l'impact de ces électrons n'était pas forcément mésosphérique, mais pouvait, malgré la largeur du spectre de précipitation en énergie, n'avoir lieu principalement que dans la thermosphère.

Pourtant, l'extrême complexité de la chimie de Titan ne se limite pas à sa haute atmosphère. Ainsi, dans la mésosphère, dont la limite basse est à 350 km, nous avons le problème de la formation de la couche détachée. En effet, Titan est entourée d'une épaisse couche de brume dans les basses couches de son atmosphère, composée d'aérosols d'une taille caractéristique de 0.1 μm , et, dans certaines régions, à environ 50 km au-dessus de la couche principale, il existe une autre couche d'aérosols de plus grosse taille (0.3 μm). Cette couche dite détachée se situe à une altitude de l'ordre de 400 km. Pour expliquer cette couche, il faut faire intervenir la photochimie, et notamment l'ionisation, qui crée les aérosols, ainsi que la dynamique de l'atmosphère [119, 120]. Une autre couche, apparemment persistante, a été observée à 520 km [78], et il est possible que les deux autres couches de brumes soient liées à elle par la sédimentation des aérosols la composant. Ainsi le problème posé par les longues chaînes moléculaires, observées à haute altitude, se pose aussi à ces plus basses altitudes, avec en plus la question du rapport avec les différentes couches de brumes. Là encore, la connaissance du profil d'ionisation s'avère nécessaire, pour savoir quel est l'impact de la chimie ionique par rapport à la dynamique. Or, dans la mésosphère, les principales particules ionisantes sont les protons. Pour continuer notre étude de l'atmosphère de Titan, nous avons donc à étudier leur précipitation.

Vient ensuite le problème de la troposphère, où il y a la plus grande concentration d'aérosols. Si ceux-ci sont créés localement, et si l'hypothèse de leur formation par la chimie ionique est toujours valide à ces altitudes, alors il faut prendre en compte les seules particules restantes capables d'ioniser : les rayons cosmiques.

La compréhension de la chimie de Titan amenant à la formation de ces aérosols ayant de nombreuses conséquences sur notre vision de la Terre (par exemple, dans le rapport avec les noyaux de condensation lors de la formation des nuages), nous comprenons qu'une étude des précipitations des protons et des rayons cosmiques est nécessaire. Faire cette étude nous permettra de faire la jonction entre la haute atmosphère et la surface. Le profil de production total, ainsi créé, pourra être utilisé dans les modèles chimiques, pour ainsi être comparé aux profils de concentration électronique.

Chapitre 6

Étude générale des rayons cosmiques

Nous commençons cette étude des basses couches de l’atmosphère de Titan par l’analyse de l’impact des rayons cosmiques. En effet, bien que ceux-ci soient plus énergétiques que les protons magnétosphériques (voir 8.3), ils n’ont que peu d’interaction avec la magnétosphère de Saturne et sont donc toujours présents. Le profil total d’ionisation dans l’atmosphère de Titan peut ainsi n’être simulé qu’avec les photons et les rayons cosmiques lorsque Titan est en dehors de la magnétosphère de Saturne.

Pour ce travail, nous aurons besoin de connaître le spectre de précipitation des rayons cosmiques, ce qui est plus facile que celui des protons magnétosphériques. Mais nous aurons surtout besoin d’un modèle physique permettant de comprendre les interactions aux hautes énergies. Pour cela, nous utiliserons le modèle Planetocosmics, que nous couplerons avec TransTitan, et ainsi nous aurons un modèle permettant la modélisation de l’ionisation dans toute l’atmosphère de Titan : TransTitanCosmics.

6.1 Les rayons cosmiques, une source d’énergie

6.1.1 Historique succinct de l’étude des rayons cosmiques

Au début du 20^{ème} Siècle, les travaux de Henri Becquerel (1852-1908) sur la radioactivité amènent à une découverte surprenante : l’ionisation naturelle de l’atmosphère ne peut pas être expliquée par la radioactivité du sol. En 1912, Victor Hess (1883-1964) mesure l’ionisation de l’atmosphère en fonction de l’altitude en utilisant un ballon. L’ionisation aurait eu une origine surfacique, celle-ci aurait dû décroître avec l’altitude ; exactement l’inverse des observations de Hess. La déduction de Hess fut que l’ionisation provenait de l’espace. Il nomma “radiation cosmique” les particules

à l'origine de cette ionisation. Ces travaux lui valurent le prix Nobel en 1926.

En montrant que le rayonnement cosmique varie en fonction de la latitude, Arthur Compton (1892-1962) prouve en 1928 que des particules chargées en sont à l'origine. Et en 1932, Carl D. Anderson (1905-1991), en étudiant les traces laissées par les rayons cosmiques dans une chambre à brouillard, découvrit une particule ayant la même masse que l'électron, mais une charge inverse : le positron ; cette découverte lui valut le prix Nobel. Six ans plus tard, en 1938, Pierre Victor Auger (1899-1993) découvrit que les rayons cosmiques forment des gerbes de particules secondaires, celles que l'on observe au sol. La mesure de muons au sol dans les gerbes de rayons cosmiques est ainsi érigée en confirmation de la relativité restreinte.

L'histoire des rayons cosmiques est ainsi très fortement liée à la physique nucléaire et théorique. De nombreuses expériences en physique théorique se font en utilisant les rayons cosmiques. Notamment lorsque l'on doit étudier des particules plus énergétiques que le PeV (10^{15} eV), actuellement impossibles à produire dans les accélérateurs (le LHC, le plus gros accélérateur en cours de mise en fonctionnement, devrait produire des particules ayant une énergie de 7 TeV/Nucléon). Inversement, les développements effectués en physique des particules sont utilisés pour l'étude des rayons cosmiques. On notera comme exemple le développement au CERN de la librairie Geant4, qui nous sert ici pour calculer l'ionisation induite par les rayons cosmiques dans les atmosphères.

6.1.2 Composition et origines des rayons cosmiques

Les rayons cosmiques sont majoritairement des protons, avec une très grande énergie cinétique. Il y a deux types de rayons cosmiques, ceux provenant du Soleil, de relativement faible énergie (jusqu'à quelque keV¹), et ceux provenant d'évènements énergétiques (accélération dans les chocs de supernovae, ...) dans l'univers, qu'ils soient dans notre galaxie ou au niveau intergalactique. Ces derniers, beaucoup plus nombreux, et ne dépendant pas de l'activité solaire (en dehors de la modulation due aux anomalies magnétiques, voir section 6.1.4) sont appelés rayons cosmiques galactiques (GCR). Les processus produisant les particules les plus énergétiques sont encore mal compris. Il ont une énergie comprise entre quelques MeV et 10^{20} eV. Cette limite haute, appelée GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin) du nom de ses découvreurs, correspond à l'énergie à partir de laquelle les particules interagissent avec le fond diffus cosmologique. En effet, à ces énergies, le fond diffus, vu dans le référentiel du rayon cosmique, est composé de rayons gamma. Les protons ayant une énergie au-dessus de la coupure GZK sont absorbés en une cinquantaine de méga parsec. Le fait

¹appelés aussi SEP : Solar Energetic Particles)

que cette coupure soit observée prouve qu'il n'existe aucune source capable de créer de telles énergies à cette distance là de notre galaxie. La limite basse pour les rayons cosmiques galactiques provient de l'interaction avec l'héliosphère, les particules sont premièrement repoussées par celle-ci, et ensuite, il est impossible de distinguer les rayons cosmiques du vent solaire.

Pour étudier les hautes énergies, divers observatoires ont été mis en place. On citera l'observatoire Pierre Auger, qui étudie la limite haute en énergie (présence de particules au niveau de la coupure GZK. . .); et pour étudier, entre autres, les sources du rayonnement cosmique, l'observatoire HESS.

6.1.3 Le spectre des rayons cosmiques

Le spectre total des rayons cosmiques détectés depuis la terre est représenté en figure 6.1. Nous voyons qu'entre le GeV et la coupure GZK, le flux peut être évalué approximativement par une puissance négative de l'énergie ($E^{-\alpha}$, avec α variant entre 2.8 et 3.3) dont les variations d'indice semblent privilégier des origines différentes. Le flux varie sur 30 ordres de grandeur pour une variation de 11 ordres de grandeur en énergie. Pour comparaison, les rayons cosmiques de plus haute énergie ont une valeur macroscopique puisque de l'ordre du Joule.

Les rayons cosmiques, nous l'avons vu, sont principalement composés de protons ; ceci est vrai à toutes les énergies comme nous pouvons le constater sur la figure 6.2, où l'on représente le spectre en fonction de l'énergie par nucléon. Les différentes expériences ont permis de montrer que l'on avait des rayons cosmiques pouvant être des noyaux de fer accélérés.

Les rayons cosmiques de haute énergie ont une influence minime dans les atmosphères, ils ont en effet un très faible flux, et ont tendance à interagir avec le sol plutôt qu'avec l'atmosphère.

Pour avoir une comparaison de ce que représente le flux de rayons cosmiques dans l'atmosphère par rapport aux autres sources, nous pouvons nous reporter à la figure 1 (introduction). Les rayons cosmiques compensent leur très faible flux, en comparaison avec les autres sources, par leur grande énergie, qui implique une plus grande ionisation. Mais aussi par leur gamme spectrale beaucoup plus grande, ce qui augmente d'autant l'énergie déposée. Nous pouvons voir cet effet sur la figure 6.3. Dans cette figure, nous avons multiplié le flux, différentiel en énergie, par l'énergie de la particule. La forme du spectre est fortement changée, et fait apparaître la relative importance des rayons cosmiques dans l'énergie déposée. Mais cette représentation est encore fortement biaisée par le fait que l'abscisse soit aussi en coordonnées logarithmiques : le flux d'énergie intégré des rayons cosmiques est équivalent aux flux

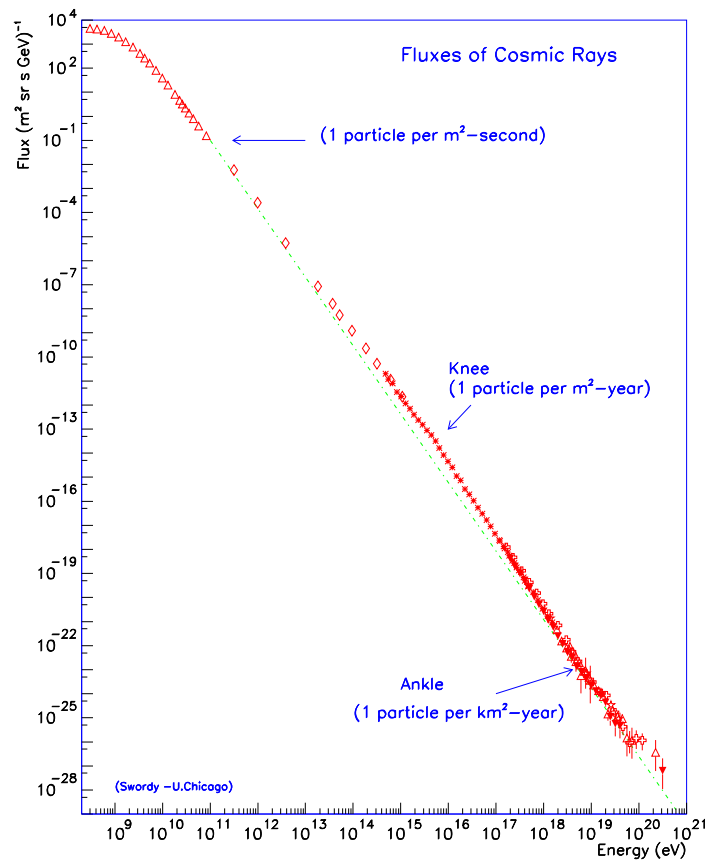


FIG. 6.1 – Le spectre des rayons cosmiques détectés sur Terre. En première approximation, le flux des rayons cosmiques est en E^{-3} sur tout le spectre. Les variations de la puissance correspondraient à des origines différentes. Crédit : S. Swordy [141].

d'énergies des autres sources.

6.1.4 Variation du spectre du rayonnement cosmique en fonction de l'activité solaire

Le vent solaire transporte des anomalies magnétiques qui peuvent diffuser le rayonnement cosmique. Ces anomalies ayant une certaine vitesse, il en résulte une

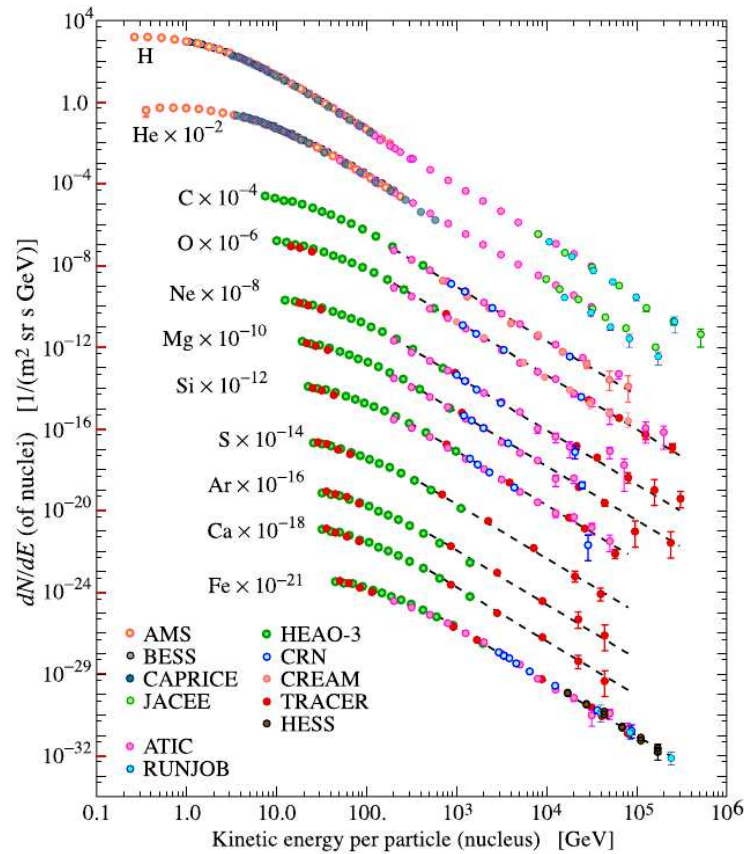


FIG. 6.2 – La composition des rayons cosmiques en fonction de leur énergie par nucléon. Cette courbe est tirée des mesures des différentes expériences nommées dans la légende. Pour plus de lisibilité, les différentes courbes sont décalées. Ce qui nous permet de voir que les spectres des différentes particules ne sont différenciés que par un facteur multiplicatif. Crédit : Particle Data Group [118].

diminution de la vitesse des rayons cosmiques observés dans l'héliosphère. Sachant que la vitesse et la concentration de ces anomalies varie en fonction de l'activité solaire, il en résulte une variation du flux, observée notamment depuis la Terre. Cette variation est négligeable pour les rayons cosmiques au dessus de la dizaine de GeV. Pour modéliser le transport des rayons cosmiques dans l'héliosphère, il faut utiliser le modèle de Parker, mais la complexité de celui-ci fait que le modèle du champ de force ("force field model") est plus souvent utilisé [23]. Ce dernier, développé par Gleeson

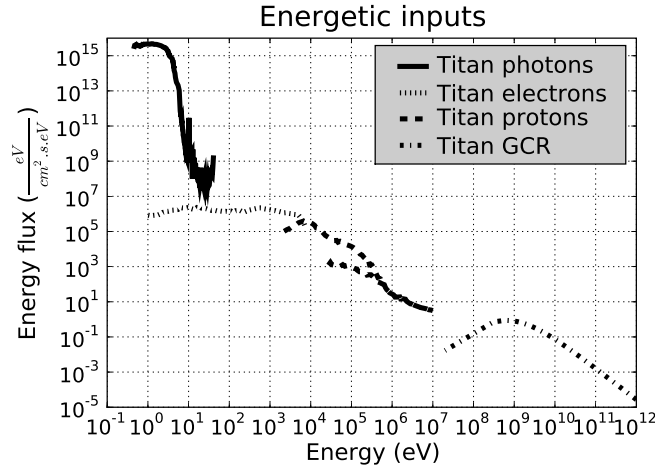


FIG. 6.3 – Le flux d’énergie dans l’atmosphère de Titan, en fonction de l’énergie des particules précipitantes. Cette représentation permet de voir que l’énergie déposée par les rayons cosmiques n’est pas négligeable par rapport aux autres sources. Elle ne permet ni de voir que l’énergie totale est plus importante (du fait d’une plus large gamme du spectre), ni que les créations d’ions se font à une altitude différente en fonction de l’énergie.

and Axford [52], montre, au terme de quelques approximations, que l’effet répulsif du vent solaire est similaire à celui d’un potentiel central. En notant ϕ , en MV, ce potentiel, il est alors possible de paramétrer le spectre de rayons cosmiques.

Pour avoir le spectre des rayons cosmiques en fonction de ϕ , il nous faut d’abord un modèle de spectre en dehors de l’héliosphère, que l’on appelle le LIS (“local interstellar spectra”). Ce modèle est déduit des observations sur Terre. Ici, nous utiliserons, en suivant Usoskin [150], le modèle de Burger et al. [22] pour le spectre des protons :

$$J_{LIS}(T) = \frac{1.9 \cdot 10^4 \cdot P(T)^{-2.78}}{1 + 0.4866 \cdot P(T)^{-2.51}} \quad (6.1)$$

$$P(T) = \sqrt{T \cdot (T + 2 \cdot T_r)} \quad (6.2)$$

Dans cette équation, $T_r = 0.938$ GeV est la masse au repos du protons, T est l’énergie cinétique en GeV (par nucléon lorsque l’on étend ce modèle aux autres espèces), J_{LIS} étant le flux en particules/(m².sr.s.GeV/nucléon).

Le flux sur Terre est alors :

$$J(T, \phi) = J_{LIS}(T + \Phi) \frac{T \cdot (T + 2.T_r)}{(T + \Phi) \cdot (T + \Phi + 2.T_r)} \quad (6.3)$$

$$\Phi = (Ze/A)\phi \quad (6.4)$$

J , le flux que l'on cherche, est exprimé en particules/(m².sr.s.GeV/nucléon). Φ correspond à l'énergie moyenne perdue par un nucléon dans l'héliosphère, exprimé en GeV dans l'équation, il se calcule à partir de ϕ , du nombre de charges Z et de nucléons A de la particule, ainsi que de la charge élémentaire e .

Lorsque ces paramètres sont connus, il est possible de faire des analyses sur les variations de ϕ à long terme, on remarque alors qu'il est bien fonction de l'activité solaire [150]. Malheureusement, le modèle de LIS que nous avons utilisé ici n'est pas universel, et donc le ϕ résultant ne l'est pas. Par contre, les variations sont corrélées ; dans Usoskin [150], nous avons des formules permettant de passer entre les différents ϕ .

Maintenant que le paramètre ϕ est connu et mesuré depuis la Terre, il reste à voir comment cette approche peut être étendue aux autres planètes. Les mesures des différentes sondes ont permis d'avoir une idée de la variation du spectre en fonction de la distance. Dans un rayon de 30 UA autour du Soleil, nous pouvons considérer avec Webber [153] que le modèle de potentiel central est toujours valide, et que l'on peut considérer un ϕ corrigé pour trouver le spectre local. Ainsi, Webber [153] a montré que l'on pouvait considérer que ϕ perd 10 MV par UA. Il faut ainsi enlever une centaine de MV au ϕ terrestre pour passer dans les conditions Kroniennes.

Nous pouvons voir sur la figure 6.4 les spectres de rayons cosmiques pour différentes conditions. Sur Terre, ϕ varie entre 450 et 1300 MV, ce que nous avons présenté sur la figure. Sur Titan, ceci correspond aux spectres à 350 et 1200 MV. Par soucis de comparaison, nous avons montré les spectres du LIS et d'une modulation à 25 MV, utilisée par Capone et al. [24] pour son travail sur Titan. Nous remarquons tout de suite que l'influence de l'héliosphère se fait ressentir sur des particules ayant moins de 10 GeV (/nucléon).

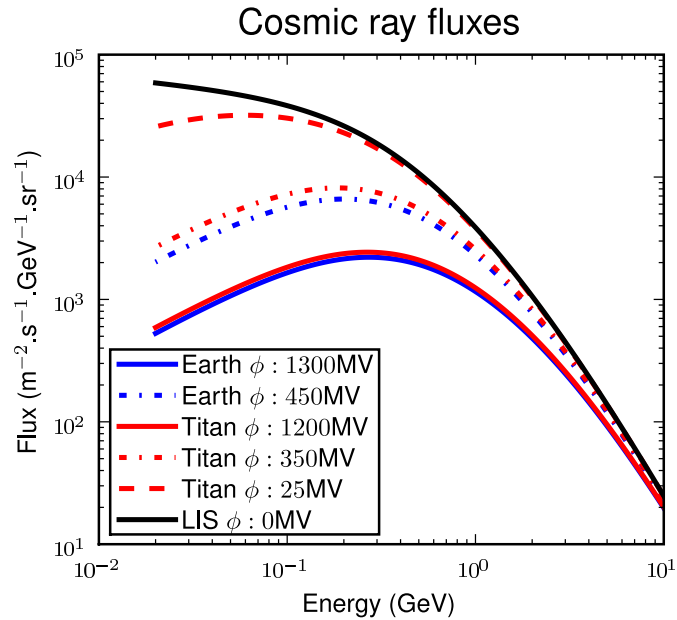


FIG. 6.4 – Le spectre des rayons cosmiques de basse énergie, en fonction du paramètre de modulation ϕ . Les variations de ϕ pour la Terre correspondent aux maximum et minimum. ϕ : 25 correspond à l'estimation de la modulation des rayons cosmiques sur Titan par Capone et al. [24]. Les deux autres ϕ sur Titan correspondent au maximum et au minimum lorsque l'on considère une variation de ϕ de l'ordre de 10 MV par UA [153]. (Pour étendre ce spectre aux autres particules qu'aux protons, il suffit de considérer que les GeV sont des GeV/nucléon)

6.2 La production ionique et d'états excités par les rayons cosmiques

6.2.1 Équation de Boltzmann pour les cosmiques (approximation de Passow)

Le calcul de la production de particules secondaires, et de l'ionisation correspondante dans une gerbe de rayons cosmiques est très complexe. Pour utiliser un modèle

cinétique, le travail est beaucoup plus compliqué que dans le cas des électrons à faible énergie, puisque les types de particules créées est beaucoup plus important.

Une technique pour arriver à expliciter ces gerbes de rayons cosmiques peut être d'utiliser l'approximation de Passow, qui consiste à supposer que les particules secondaires des gerbes de rayons cosmiques se propagent dans la même direction que la particule originale [114, 115, 116]. Cette approche a été utilisée dans de nombreux travaux d'étude de l'ionisation atmosphérique. Mais elle ne permet pas d'étendre les études au niveau des sous-sols des planètes.

Cascade utilisée pour l'équation de Boltzmann

La théorie de cascade utilisée par ces travaux peut être vu notamment dans Dubach et al. [37](travail sur l'atmosphère de Vénus, mais qui se généralise facilement). En pratique, la réaction d'un proton ou d'un neutron entrant en collision (et faisant une réaction nucléaire) avec une molécule neutre de l'atmosphère créé des neutrons et des protons secondaires, plus des pions (chargés ou non). Les pions se désagrègent en muons chargés, plus en neutrinos. Les pions neutres en deux gammas, et les pions chargés en paire électron-positron, plus deux neutrinos.

En considérant que l'atmosphère est composée de N_2 , et en notant ν_i la multiplicité d'une particule de type i , les réactions de cascade se simplifient en :

$$p + N_2 \rightarrow \nu_p p + \nu_n n + \nu_{\pi^\pm} \pi^\pm + \nu_{\pi^0} \pi^0 \quad (6.5)$$

$$n + N_2 \rightarrow \nu_p p + \nu_n n + \nu_{\pi^\pm} \pi^\pm + \nu_{\pi^0} \pi^0 \quad (6.6)$$

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \text{neutrino} \quad (6.7)$$

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (6.8)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + 2\text{neutrinos} \quad (6.9)$$

$$(6.10)$$

Savoir modéliser la cascade permet de trouver le flux de particules, et, à partir de celui-ci, retrouver la production d'ionisation.

Équation de Boltzmann (“slowing down approximation”)

L'équation de Boltzmann générale pour les particules de la cascade est (O'Brien [114]) :

$$\mu \frac{\partial}{\partial r} \Phi_q = \left(- \underbrace{\sigma_q(E)}_{\text{absorption}} - \underbrace{\frac{C_q}{p_q c r}}_{\text{temps de désagrégation}} \right) \Phi_q + \underbrace{\frac{\partial k_q \Phi_q}{\partial E_q}}_{\text{Perte d'énergie}} + \underbrace{\sum_j S_{qj}}_{\text{Redistribution}} \quad (6.11)$$

Avec :

- r : la profondeur, quantité de matière traversée (en g/cm^2)
- μ : est le cosinus de l'angle d'attaque (voir 1.2.2)
- q : le type de particule (proton, neutron, muon...)
- σ_q : l'absorption pour la particule en cm^2/s
- $C_q = \frac{m_q c r}{\tau_q \rho}$, avec m_q la masse au repos (en unité de GeV/c^2 , τ_q la durée de vie au repos (en s), c la vitesse de la lumière (en cm/s), ρ la densité (en g/cm^3) à la profondeur r .
- p_q : l'impulsion de la particule (en GeV/c)
- E_q l'énergie (en GeV)
- k_q le “stopping power” (en $\text{GeV.g}/\text{cm}^2$) (voir ci dessous)
- S_{qj} le facteur de redistribution (en g/cm^2) depuis les particules de type j . C'est l'équivalent de la fonction de redistribution vue pour les électrons en première partie, mais il tient compte des réactions nucléaires en plus de tenir compte des ionisations, excitations et dissociations.

$$S_{qj} = 2\pi \int \int_{E_q}^{\infty} \sigma_{qj} \Phi_j(E, \mu) F_{qj}(E \rightarrow E_q, \mu' \rightarrow \mu) dE d\mu' \quad (6.12)$$

σ_{qj} (en g/cm^2) est la section efficace de production. F étant le “facteur de redistribution”.

Il faut remarquer que cette équation n'est pas calculée selon l'altitude, mais en fonction de la quantité de matière traversée. C'est pour cela que le libre parcours moyen des particules se désagrégeant est fonction de la densité ρ .

L'équation de Boltzmann se résout pour toutes les particules de la cascade, en tenant compte des couplages entre elles, paramétrées par le facteur de redistribution. Pour retrouver l'ionisation, il faut étudier en détail le “stopping power”.

Stopping power

Le paramètre clef de cette équation est le “stopping power”, qui donne la perte d'énergie de la particule par des processus de type ionisation, excitation, spallation,

bremsstrahlung, ... L'approximation standard pour ce paramètre est l'équation de Bethe-Bloch, éventuellement corrigée [37], qui ne permet pas d'avoir le détail de la production ionique. Elle permet cependant de retrouver l'énergie déposée dans l'atmosphère. D'autres approches de ce paramètre permettent d'avoir l'ionisation en détail [116], mais ne sont pas valides pour toutes les particules. On se retrouve donc toujours avec de l'énergie déposée dans l'atmosphère.

Avec celle-ci, on retrouve l'ionisation en utilisant le paramètre de production de paires, qui sera étudié plus en détail par la suite (section 6.3.5).

Résultats de cette approximation

Le calcul de la production totale de particules dans l'atmosphère est donc possible avec cette approximation, elle a été faite dans les atmosphères de Mars, Vénus, Titan, Jupiter (Dubach et al. [37], Capone et al. [24], Molina-Cuberos et al. [107] et références incluses). Cette approximation est valable entre le GeV et quelques TeV, ce qui est suffisant pour trouver le pic de production par les rayons cosmiques dans l'atmosphère. Mais lorsque l'on veut étudier plus en détail les cascades, ainsi que les rayons cosmiques de faible énergie, le modèle est limité. On ne peut donc pas étendre le modèle vers les précipitations de protons de haute énergie (MeV), et aux précipitations de particules vers le sol.

Ainsi, nous nous sommes tournés vers les approches de type Monte-Carlo.

6.2.2 Les méthodes Monte-Carlo (approche Planetocosmics)

Pour être plus précis dans le calcul des productions dues aux rayons cosmiques, il vaut mieux utiliser une approche de type Monte-Carlo, qui permet de prendre en compte plus de phénomènes physiques (nous utilisons ici la librairie Geant4 du CERN). Ces calculs sont plus facilement adaptables à des travaux sur les précipitations de particules dans le sol des planètes. Typiquement, l'étude de la glace dans le sous sol de Mars utilise des données de flux de neutrons ; neutrons provenant des réactions entre l'hydrogène et les rayons cosmiques. Pour en déduire la présence d'eau, il est nécessaire d'utiliser des modèles d'interaction rayon-cosmique - sous-sol. Avec le code utilisé ici, il est aussi possible d'extraire les flux d'électrons, pour les intégrer dans le code Trans*. La difficulté principale de cette approche est le temps de calcul, considérablement réduit par les techniques actuelles (parallélisation, grilles de calcul).

6.3 Le couplage Trans*-Planetocosmics

Planetocosmics est un code permettant de calculer l'effet des précipitations des rayons cosmiques sur les atmosphères planétaires, au moyen d'un code de type Monte-Carlo, basé sur la librairie Geant4. Il permet aussi de calculer l'énergie minimale (cutoff) précipitant dans l'atmosphère des planètes. Comme nous l'avons vu dans les parties précédentes, TransTitan permet d'avoir une référence très précise sur les phénomènes à basse énergie, et peut ainsi être utilisé pour calibrer les résultats de Planetocosmics. Il faut pour cela coupler les deux modèles.

6.3.1 Stratégie d'utilisation

Planetocosmics est un code de type Monte-Carlo, il nécessite donc un long temps d'exécution pour arriver à un résultat statistiquement acceptable. C'est pour cela que nous minimisons en premier lieu le nombre d'exécutions du code pour arriver à un résultat acceptable, en un temps acceptable.

Le code permettant de savoir l'influence du lancer d'un nombre N de rayons cosmiques avec une énergie E et un angle θ (θ, Ψ en 3 dimensions), il faut d'abord minimiser le nombre de lancers. Ensuite, il faut intégrer sur la surface sur laquelle les rayons cosmiques tombent (pour trouver la production d'ions et d'électrons due aux cosmiques sur un volume donné). Finalement, il faut utiliser cette production avec le spectre des rayons cosmiques pour trouver la production (ici la production classique : en $cm^{-3}.s^{-1}$).

De manière pratique, le flux de rayons cosmiques étant isotrope, les calculs pourront être simplifiés.

Techniquement, les différents lancers prennent beaucoup de temps (plusieurs semaines sur un monoprocesseur), c'est pour cela que la grille de calcul CIGRI est utilisée.

6.3.2 Passage entre les résultats Planetocosmics et les entrées de TransTitan

Le problème ici est d'intégrer les résultats trouvés dans Planetocosmics avec le code TransTitan. TransTitan fonctionne en effet en terme de flux (d'électrons notamment) et de production (d'ions par exemple), alors que le code en Monte-Carlo donne des résultats en terme de production par rayons cosmiques précipitants.

Deux points sont à considérer :

1. Le flux d'électrons : Planetocosmics nous permet de récupérer la position, la

direction et l'énergie des électrons créés par la gerbe, lorsqu'ils ont une énergie cinétique inférieure à un seuil donné. Seuil qui est défini à quelques keV en pratique, ce qui correspond à la limite inférieure de validité pour Planetocosmics, et à la limite supérieure pour TransTitan. Ceci nous permet de garder la précision du calcul en prenant ces électrons comme entrée pour TransTitan.

2. L'énergie déposée : l'entrée de particules relativistes dépose de l'énergie localement par de nombreux processus. Pour éviter de caractériser l'influence de tous ces processus, on parle en terme d'énergie déposée. Cette énergie déposée nous permet de retrouver le taux d'ionisation en la divisant par l'énergie moyenne de création de paire électron-ion. Le problème est de caractériser cette énergie moyenne. Pour les électrons précipitants, on sait quels processus sont en cours, et quelle est la valeur moyenne d'énergie perdue pour créer une paire électron-ion. Nous supposons que cette énergie moyenne s'applique aussi à l'énergie déposée par les rayons cosmiques pour calculer la production ionique.

La première partie du problème consiste à trouver la moyenne de la production d'électrons et d'énergie à une position donnée, pour tous les rayons cosmiques incidents. On peut découper ce problème en différentes étapes :

1. Calcul de la fonction de production de Planetocosmics : il faut définir ce que signifie la production par un rayon cosmique par rapport à la situation réelle (flux de rayons cosmiques).
2. Calcul de la production pour chaque énergie : il faut définir le profil de production (d'électron ou de déposition d'énergie) pour un ensemble de rayons cosmiques d'une énergie donnée, précipitant de manière réaliste (angles et positions différentes).
3. Calcul de la production totale : lorsque l'on a la production pour chaque énergie, il faut tenir compte du spectre de précipitation pour en déduire la production totale.

La seconde partie est spécifique à la déposition d'énergie, elle consiste à calculer la production moyenne, et à valider l'usage de celle-ci dans l'atmosphère de Titan.

Fonction de production d'ions et d'électrons par Planetocosmics

Lorsque l'on fait tourner Planetocosmics pour une particule primaire donnée, nous avons comme résultat l'énergie déposée en fonction de la position (altitude, position en abscisse et ordonnée). On peut donc, en découpant notre volume total, faire la fonction de production de Planetocosmics. Pour le calcul, nous allons définir

quelques paramètres, qui sont visibles sur les figures 6.5 et 6.6, ainsi que, par soucis de simplification, leurs unités. Nous considérerons, dans un premier temps, que Planetocosmics fait le découpage en km^3 .

- $r^{(3)}$ position dans l’atmosphère à laquelle nous regardons la production. Nous remarquons que celle ci n’est pas obligatoirement dans la trajectoire du rayon cosmique (particule primaire), car celui-ci crée de nombreuses particules secondaires (exemple : Fig 6.7)
- V , en km^3 est l’élément de volume dans lequel nous regardons la production.
- E en eV l’énergie. Sr est l’angle solide en stéradian.
- θ et Ψ sont les angles d’incidence du rayon cosmique, $d\Omega = \sin(\theta)d\theta d\Psi$ est l’élément d’angle solide pour la direction du rayon cosmique
- $R^{(2)}$ la position, au haut de l’atmosphère, à laquelle le rayon cosmique incident précipite. Le haut de l’atmosphère est défini à 1600 km dans nos simulations, car les productions y sont négligeables.
- S est la surface (km^2) sur laquelle le rayon cosmique incident précipite, à ne pas confondre avec le volume V .

Ceci nous permet de définir la fonction de production $plcos$, pour un rayon cosmique d’une énergie, d’une position et d’une direction donnée, vue depuis une position donnée :

$$plcos(E, r^{(3)}, R^{(2)}, \theta, \Psi) = \frac{Prod(r^{(2)}, E)}{dr^{(3)}.d\Omega.d(N_{CR})} \quad (6.13)$$

Pour trouver l’influence d’un flux de rayons cosmiques d’une particule par unité de surface S , ayant chacun la direction (θ, Ψ) , il suffit alors d’intégrer la fonction $plcos$ par rapport à S , ce qui nous donne la production moyenne pour ces particules :

$$plcos_{emoy}(r^{(3)}, E, \theta, \Psi) = \int_{R^{(2)}} plcos(E, r^{(3)}, R^{(2)}, \theta, \Psi) dS \quad (6.14)$$

Ce n’est pourtant pas l’intégration la plus pratique, en effet, nous n’avons pas les informations sur les angles. On calcule donc la production lorsque l’on a un rayon cosmique par unité de surface et par stéradian :

$$plcos_e(r^{(3)}, E) = \int_{R^{(2)}} \int_{\Omega} plcos(\vec{r}, R^{(2)}, \theta, \Psi, E) d\Omega dS \quad (6.15)$$

$$= \int_{R^{(2)}} \int_{\theta} \int_{\Psi} plcos(r^{(3)}, R^{(2)}, \theta, \Psi, E) \sin(\theta) d\Psi d\theta dS \quad (6.16)$$

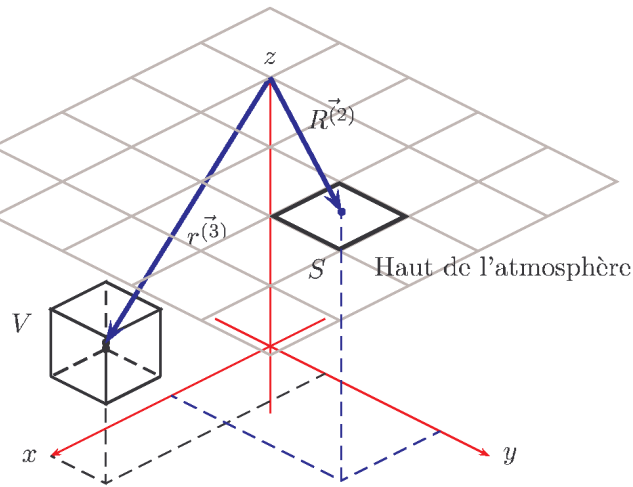


FIG. 6.5 – La géométrie de travail pour cette démonstration. On voit la définition des différents rayons vecteurs et des volumes. Pour plus de visibilité, la gerbe de particules n'est pas montrée.

Remarque : les variables sont indépendantes, on peut donc changer la position des intégrales.

Simplification du calcul de l'intégrale : fonction pour chaque énergie

Pour simplifier le calcul, il faut travailler sur les symétries. Ainsi, puisque l'on suppose une distribution isotrope de rayons cosmiques, la symétrie par rapport à Ψ nous donne une intégrale de valeur 2π .

L'intégration sur θ se fait en utilisant la technique d'intégration des angles gaussiens.

La partie la plus compliquée est donc l'intégration sur S . Elle se simplifie en considérant que la déposition d'énergie totale d'un flux d'une particule par unité de surface S (de direction imposée) sur un volume de côté ayant une surface S et d'épaisseur h , est la même que celle d'une particule (de même direction et énergie) sur la tranche d'altitude de ce volume (et donc d'épaisseur h).

Donc en définissant $prod_alt(z, E, \theta)$ comme la production totale par un rayon cosmique d'incidence θ , d'énergie E à une altitude z (pour une tranche d'altitude d'épaisseur définie par \vec{r}), il vient alors (sachant que l'altitude est ici égale à $\vec{r} \cdot \vec{e}_z$, et

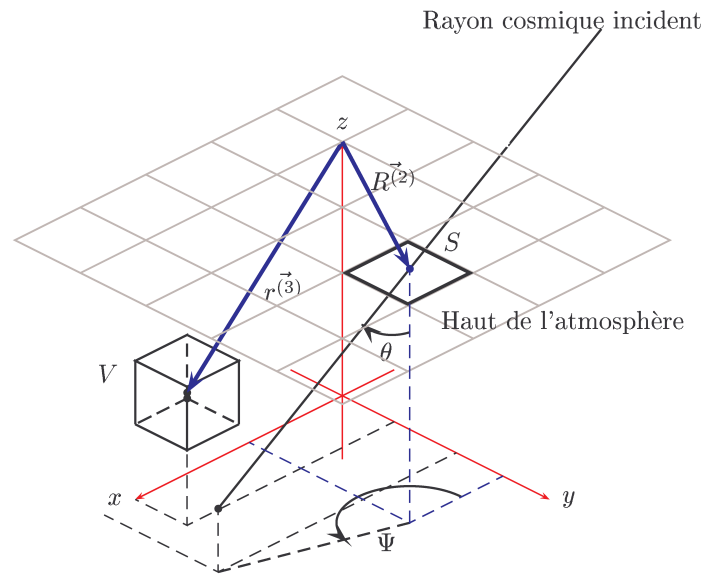


FIG. 6.6 – La géométrie de travail pour cette démonstration. On voit la définition des angles θ et Ψ pour un rayon cosmique incident.

que l'on travaille avec des particules précipitantes) :

$$pl_{cos_e}(r^{(3)}, E) = 2\pi \cdot \int_{\theta=0}^{\pi/2} \sin(\theta) \cdot prod_alt(r^{(3)} \cdot \vec{e}_z, E, \theta) d\theta \quad (6.17)$$

On voit alors que l'intégration est très facile, puisque l'on peut directement intégrer la fonction en sortie de Planetocosmics non pas en fonction du volume, mais uniquement en fonction de l'altitude : en pratique, comme Planetocosmics est en trois dimensions, nous ne découpons pas le volume total en petits volumes dans lesquels nous prenons le résultat, mais nous découpons ce volume en plans, qui correspondent à l'intégrale sur S dans le calcul précédent. Pour faire le calcul de la production moyenne, il suffit alors de faire l'intégration sur les angles (multiplication par 2π , et intégration sur un seul angle par la méthode de Gauss) et sur les énergies (en multipliant par le flux énergétique).

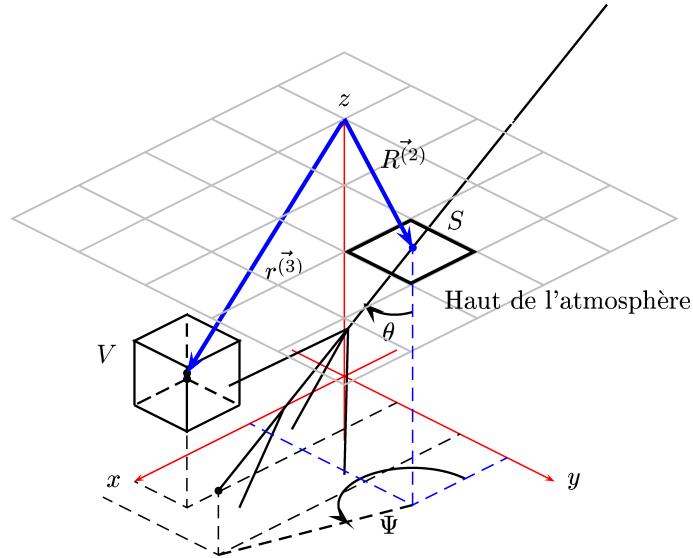


FIG. 6.7 – Influence des particules secondaires : l'élément de travail V n'est pas sur la trajectoire de la particule primaire, pourtant, des productions s'y font du fait des particules créées (secondaires, et plus). C'est pour cela que l'on doit considérer la production par les rayons cosmiques précipitants sur l'ensemble de l'atmosphère.

Intégration sur le spectre des rayons cosmiques : calcul de la production moyenne

Nous allons alors utiliser le spectre des rayons cosmiques, celui-ci est donné en particules par seconde par m^2 par stéradian par électron-Volt. Comme nous considérons la distribution des rayons cosmiques comme homogène, sur un demi-hémisphère, une multiplication par 2π de ce spectre nous donne la fonction $spec(E)$ suivante :

$$spec(E) = \frac{Moy_{CR}}{dt.dE} = \frac{N_{CR}}{dt.dS.dE} \quad (6.18)$$

En faisant la multiplication entre $spec(E)$ et $plcos_e(\vec{r}, E)$ on a la production recherchée :

$$prod(\vec{r}) = \int_E spec(E).plcos_e(\vec{r}, E)dE \quad (6.19)$$

(On voit que l'on a ici, une production en $km^{-3}.s^{-1}$, lorsque $spec$ est en $km^{-2}.s^{-1}.eV^{-1}$.) Pour calculer les flux d'électrons, le même calcul s'applique.

Il faut faire attention à un dernier point, lorsque l'on parle de flux de rayons cosmiques, ceux ci sont par stéradians. Pour avoir le spectre du calcul précédent, il faut intégrer le flux en le multipliant par θ . Le plus simple est d'intégrer ce flux dans l'équation 6.17, ce qui nous donne l'équation suivante :

$$prod(\vec{r}) = 2\pi. \int_E \int_{\theta=0}^{\pi/2} cos(\theta).sin(\theta).prod_alt(\vec{r}.\vec{e}_z, E, \theta).flux(E)d\theta dE \quad (6.20)$$

(Remarque : le flux est toujours isotropique)

6.3.3 Étude de la précision du code Planetocosmics modifié

Étude de l'influence du nombre de lancer sur la précision

Ici, nous comparons les résultats d'un nombre de lancers de plus en plus élevé. Étant donné que nous travaillons avec un code de type Monte-Carlo, plus le nombre de lancers est élevé, meilleure est la précision. D'où l'étude de l'influence des lancers pour l'optimisation. Nous voyons, sur la figure 6.8, la déposition d'énergie type par lancer, sur le panneau de gauche, ainsi que celle moyennée sur le panneau de droite. Les courbes sur le panneau de gauche correspondent chacune à une simulation de lancers de 1000 particules, mono-angles et mono-énergétiques, renormalisée pour montrer l'impact d'une particule. Et sur le panneau de droite, nous voyons la moyenne de ces lancers, avec le calcul des barres d'erreurs statistiques correspondant. Nous voyons que les barres d'erreurs sont très faibles au niveau du pic de production, on voit apparaître quelques erreurs numériques lorsque la déposition est moins importante à plus haute altitude, elles n'ont aucune influence par la suite. Il apparaît ainsi que quelques kilo-lancers sont nécessaires et suffisants pour avoir une estimation correcte de la déposition d'énergie. Ce résultat est valable pour toutes les énergies étudiées ici. Pour plus de lisibilité, les courbes suivantes sont lissées.

Étude de l'influence de l'angle sur la production totale

Maintenant que nous avons calculé l'influence du nombre de lancers, il faut étudier l'influence des angles. Sur la figure 6.9, nous avons, sur le panneau de gauche, les profils de déposition d'énergie pour un rayon cosmique de 1 GeV selon différents angles par rapport à la verticale. Du fait de la faible concentration de l'atmosphère à haute altitude, nous voyons que le pic de déposition est en dessous de 200 km pour

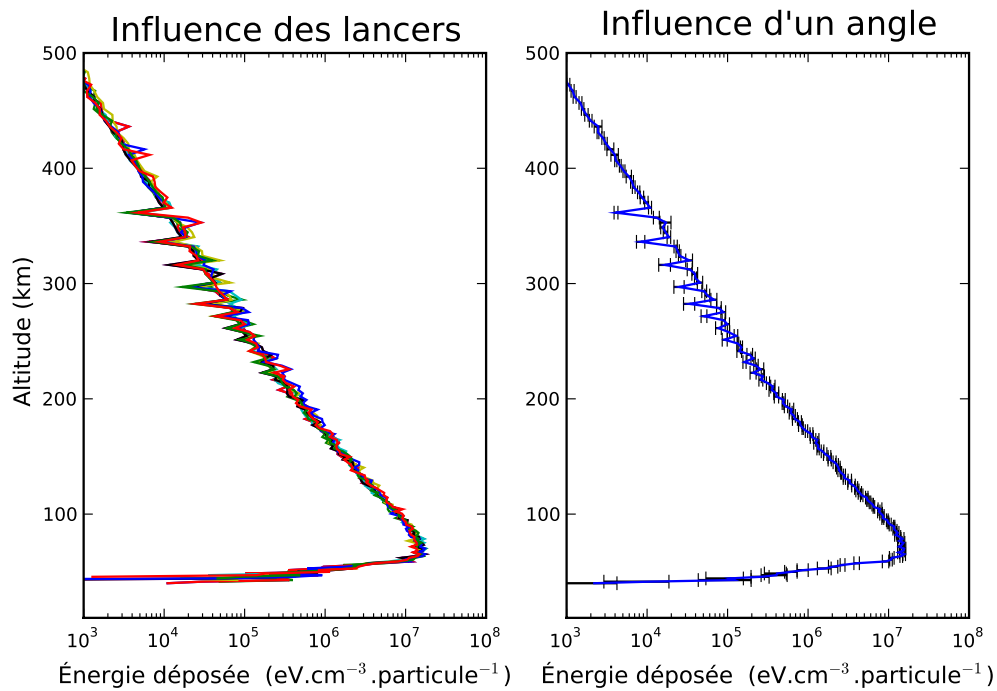


FIG. 6.8 – Étude de l'influence du nombre de lancers sur le calcul de la déposition d'énergie. Sur le panneau de gauche, dix courbes correspondant au lancer de 1000 protons à 1GeV, selon un angle proche de la verticale, ont été superposées. En pratique, elles sont très peu différentes les unes des autres, ce qui se voit sur les barres d'erreurs statistiques calculées sur la figure de droite, qui correspond à leur moyenne. Ainsi, quelques kilo-lancers permettent d'avoir une bonne approximation de la déposition d'énergie dans l'atmosphère.

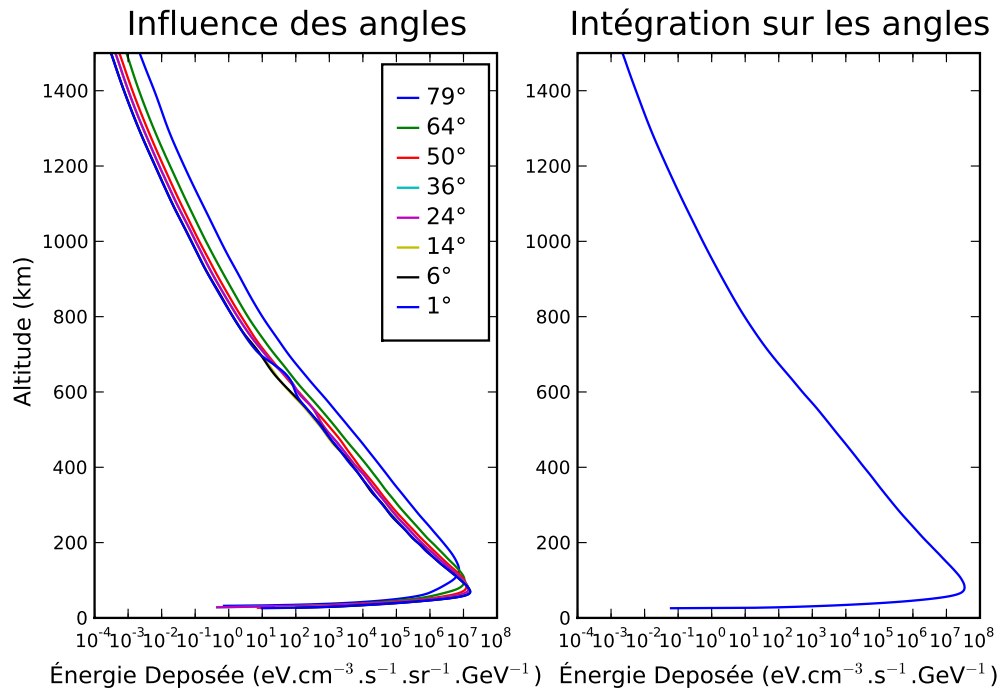


FIG. 6.9 – Étude de l’influence des angles sur le calcul de la déposition d’énergie. Les angles sont calculés par rapport à la verticale. Ainsi, 1° correspond à une précipitation verticale.

tous les angles que nous avons pris en compte. Sur la partie de droite, nous voyons le résultat de l’intégration sur les différents angles. Le pic de production est légèrement plus haut que celui calculé pour une précipitation verticale. L’utilisation de huit angles gaussiens est suffisante pour avoir un résultat statistiquement acceptable.

Étude de l’influence de l’énergie sur la production totale

Dans cette troisième partie, nous étudions l’influence des différentes énergies des rayons cosmiques. En effet, le spectre étant très large en énergie, les influences sont différentes, notamment en matière de pénétration dans les couches profondes de l’atmosphère.

Nous voyons, sur la partie gauche de la figure 6.10, la déposition d’énergie par les rayons cosmiques en fonction de l’énergie. C’est, en pratique, une production divisée par le flux en entrée puisqu’il suffit de multiplier par le flux, et d’intégrer sur les énergies pour trouver la production totale, d’où l’unité particulière. Sur la partie

droite, nous avons pondéré chaque énergie par sa valeur de flux dans un spectre de précipitation typique de rayons cosmiques ; ce qui nous permet de voir que plus l'énergie est grande, plus l'influence est importante à basse altitude. Ce qui ressemble aux observations que l'on peut faire des précipitations des autres particules, mais dans le cas présent, l'influence ne se fait plus voir à une altitude donnée typique, mais à globalement toutes les altitudes en dessous du pic de déposition. C'est l'effet des cascades électro-magnétiques. Ainsi, à partir de quelque GeV, le pic de production a lieu à 65 km d'altitude.

6.3.4 Comparaison du couplage avec des cas connus

Pour valider l'approche précédente, il faut comparer les résultats de *Planetocosmics* avec d'autres codes ou observations. Le principal problème se situe dans la sortie : *Planetocosmics* donne une déposition d'énergie en sortie, et non une ionisation. Il faut donc le paramètre qui permet de passer de la déposition d'énergie à l'ionisation. Ce paramètre est l'énergie moyenne de production de paires. En réalité, ce paramètre dépend de l'énergie de la particule précipitante : une particule précipitante ayant une énergie proche du seuil d'ionisation a beaucoup de chance de ne créer aucune ionisation. Dans le cas des électrons d'une énergie de l'ordre du keV, l'approche de l'énergie moyenne fonctionne très bien, et par ailleurs, le code *TransTitan* est capable de nous donner la comparaison.

C'est pour cela que nous avons fait tourner le code *TransTitan* et le code *Planetocosmics* sur un spectre d'électrons réaliste dans l'atmosphère de Titan, et que nous avons comparé les résultats. La simulation par *TransTitan* est capable de nous donner l'énergie moyenne de production de paires. Celle-ci est de 35 eV dans le cas qui nous intéresse, et nous l'utilisons pour la comparaison avec *Planetocosmics*. Les résultats de la précipitation verticale des électrons sur Titan a déjà été présentée dans la partie 5.2.1. En ce qui concerne *Planetocosmics*, les résultats de lancers d'électrons mono-énergétiques sont représentés en figure 6.11. Ces lancers ont été fait avec des électrons mono-énergétiques, lancés selon huit angles gaussiens, avec une moyenne sur plus de 3000 lancers par angle. Nous avons travaillé sur des énergies allant du keV à 100 keV. Nous retrouvons que plus l'énergie des électrons est grande, plus la déposition d'énergie se fait à basse altitude. Comme les électrons à ces énergies ne forment pas de cascades électromagnétiques, la valeur du pic est proportionnelle à l'énergie de l'électron précipitant.

La comparaison avec le calcul de *TransTitan* est représentée en figure 6.12. Nous voyons que le pic de production est à peu près retrouvé par le calcul ressortant de *TransTitan*, mais la position de celui-ci est moins claire. Pour améliorer les résultats

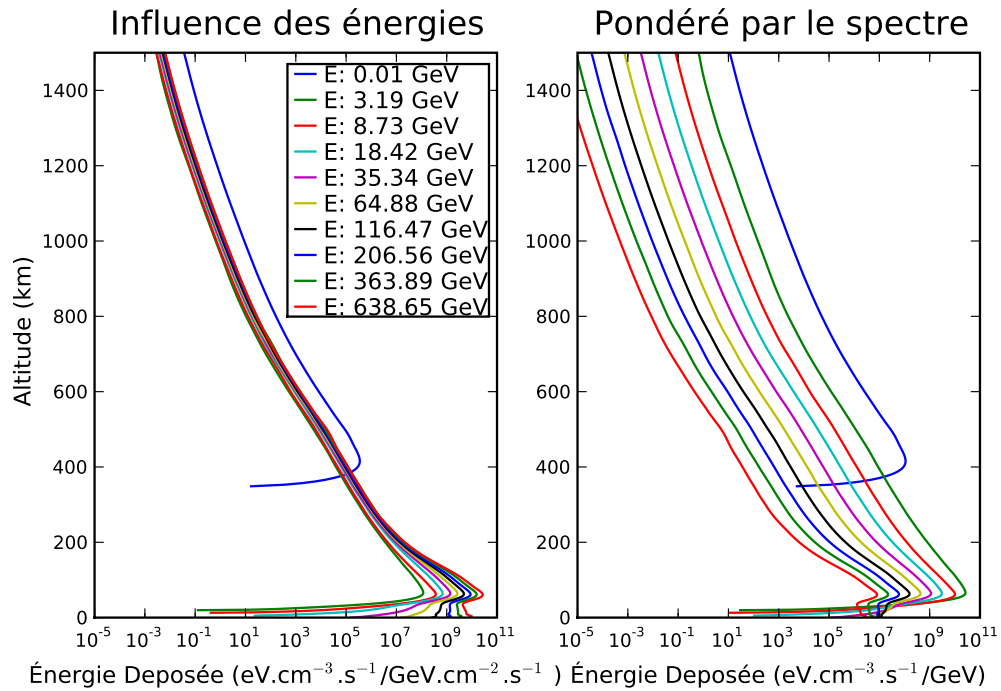


FIG. 6.10 – Étude de l'influence de l'énergie de la particule précipitante sur le calcul de la déposition d'énergie dans le cas de Titan. Sur le panneau de gauche, est représenté la déposition d'énergie par un flux de cosmiques d'énergie donnée. Nous remarquons qu'au delà du GeV, le pic de déposition en énergie est toujours à la même altitude : 65 km. Sur le panneau de droite, nous avons pondéré ces dépositions par le spectre de précipitation des rayons cosmiques, donnant ainsi une représentation plus réaliste de l'influence de chacune de ces énergies. Ceci nous permet de voir que la déposition d'énergie des rayons cosmiques au delà du TeV est négligeable dans l'atmosphère.

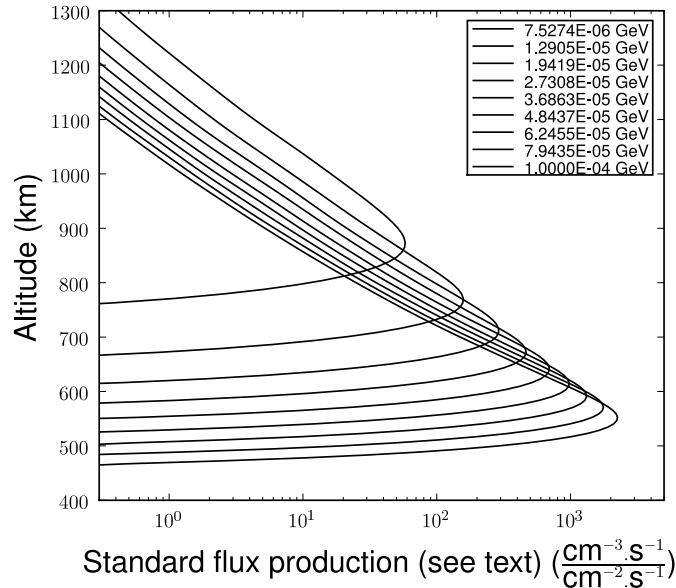


FIG. 6.11 – Déposition d’énergie due aux électrons mono-énergétiques, avec une distribution isotropique. Plus l’énergie de l’électron initial est grande, plus le pic de production se fait à basse altitude. Ce calcul n’a été fait que par soucis de comparaison avec *TransTitan*, car, dans la suite, les flux d’électrons sont passés en paramètre à celui-ci.

de *Planetocosmics*, il faudrait augmenter le nombre d’énergies d’électrons à prendre en compte dans le calcul. La différence à haute altitude entre les deux programmes provient du fait que *Planetocosmics* n’est pas fait pour travailler à basse énergie, contrairement à *TransTitan*. *TransTitan* prend en effet en compte précisément la perte d’énergie des électrons par collisions inélastiques à basse énergie, ce qui nécessite des sections efficaces précises (non intégrées dans *Planetocosmics*).

6.3.5 Recherche de l’énergie moyenne par création de paires

Nous avons vu précédemment qu’un paramètre important pour passer de la déposition en énergie de *Planetocosmics* à la production ionique était l’énergie moyenne

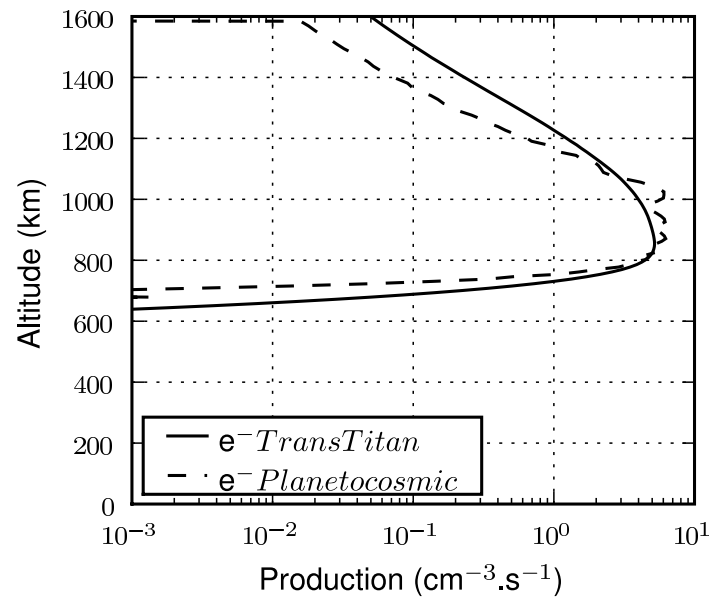


FIG. 6.12 – Comparaison du calcul de l'ionisation par impact électronique par TransTitan et Planetocosmics. Nous voyons que Planetocosmics permet de retrouver les résultats de TransTitan, mais avec moins de précision aux basses énergies. Ce résultat prouve que la technique d'intégration utilisée fonctionne.

par création de paires. Ce paramètre ad hoc peut sembler inadapté aux rayons cosmiques de premier abord. En effet, il a été initialement créé pour travailler avec les précipitations électroniques, pour éviter de lancer des codes de transport électroniques, lourds pour l'époque, de manière intensive. Ce travail a été fait pour l'atmosphère Terrestre, l'énergie moyenne de création de paires ayant été évaluée à 35 eV. Cette technique a ensuite été utilisée pour calculer l'impact des précipitations protoniques, et ensuite celui des rayons cosmiques. L'approche étant validée par un bon accord avec l'expérience Desorgher et al. [33], Makhmutov et al. [99].

Pour travailler avec d'autres atmosphères que la Terre, il faut calculer ce paramètre. L'utilisation des codes de type *Trans** est pratique, car si on considère que l'énergie moyenne par création de paires pour les électrons est aussi valable pour les protons et les rayons cosmiques (je fais la distinction car la physique de précipitation des rayons cosmiques, de plus grande énergie, est beaucoup plus complexe), alors nous sommes capables de le trouver. De plus, le code *TransTitanCosmics* est modifié de telle manière que l'on puisse mettre un flux d'électron à n'importe quelle altitude, et en déduire l'énergie moyenne par création de paire équivalente. Ce qui permet d'éviter des problèmes dans les cas où ce paramètre varie fortement avec l'altitude du fait du changement de composition de l'atmosphère.

Dans le cas de Titan, nous avons utilisé le flux d'électrons en sortie de *Planetocosmics* pour calculer l'énergie moyenne d'ionisation, mais nous avons aussi fait une étude plus poussée en mettant un flux donné d'électrons à une altitude donnée. Nous avons ainsi calculé l'énergie moyenne par production de paires pour des électrons précipitants à 1600 km et 65 km (altitude du pic de production sur Titan, voir section 7); le résultat de ces simulations est représenté en figure 6.13. Dans les trois cas, l'énergie moyenne de production de paires est de 35 eV, exactement comme sur la Terre, ce qui est logique car nous sommes en présence de deux atmosphères largement dominées par N_2 . Lorsque l'on est à basse énergie, cette valeur augmente fortement, car il est plus probable que les électrons incidents perdent leur énergie par interaction Coulombienne ou excitation des espèces. Et lorsque l'on est en dessous du seuil, il n'y a plus d'ionisation.

Lorsque le paramètre de 35 eV est bien connu, nous sommes sûrs que les résultats d'ionisation des électrons à basse altitude sont équivalents lorsque nous utilisons les électrons comme entrée dans la partie *Trans**, ou lorsque nous les mettons comme énergie et que l'on divise par 35 pour retrouver la production ionique. L'avantage de travailler avec la partie électronique, c'est que l'on peut, de la même manière, rechercher quelle est la distribution des ions. En effet, dans le cas de Titan, si on veut savoir si on a créé un ion N_2^+ , un ion N^+ , ou un ion CH_4^+ , on est obligé de faire une estimation de la redistribution de l'ionisation totale. L'utilisation de *Trans** nous

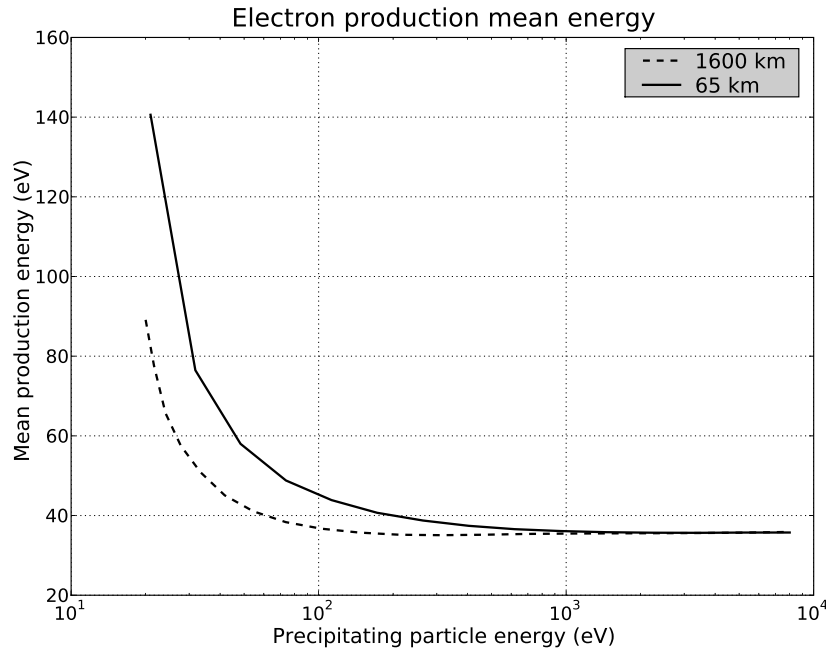


FIG. 6.13 – Calcul de l’énergie moyenne par production de paires ion-électron en fonction de l’énergie de l’électron précipitant. La ligne pointillée correspond au résultat du calcul lorsque l’on fait précipiter les électrons à 1600 km, la ligne continue lorsque l’on travaille à 65 km d’altitude. Dans tous les cas, 35 eV est l’asymptote de la courbe.

permet d’affiner cette estimation en nous basant sur les résultats du cas électronique, et en faisant l’hypothèse forte que toutes les autres ionisations suivent globalement les mêmes proportions.

6.4 Profils d’ionisation en fonction de l’énergie

Nous présentons ici les profils de déposition d’énergie totale de Planetocosmics en fonction de l’énergie de précipitation des protons. Ce qui veut dire que nous avons remis dans ces profils le flux électronique, qui, en pratique, est utilisé dans la partie cinétique dans TransTitanCosmics. Nous avons coupé ces précipitations de protons en trois parties :

1. Les précipitations à “basse” énergie, c’est à dire du keV à une dizaine de MeV.

Ce sont les énergies typiques des protons magnétosphériques.

2. Les précipitations de cosmiques, c'est à dire au delà du GeV
3. Les précipitations "pré-cosmiques", entre le MeV et le GeV. C'est à dire dans une partie moins connue du spectre en énergie.

Le calcul de l'impact des protons à basse énergie est possible grâce aux nouvelles avancées dans le code de calcul géant4, qui prend en compte des phénomènes d'élasticité. Pourtant, ce n'est qu'une approximation qu'il sera possible d'améliorer en utilisant une même approche que le code Trans4 [127]. En effet, ce code permet de calculer l'ionisation par espèce, ce qui nous éviterait de calculer une ionisation globale, puis de faire une estimation de la répartition des ions.

Le résultat du calcul de l'ionisation pour les protons de faible énergie est représenté en figure 6.14. Nous voyons que les protons ayant une énergie de 100 keV déposent leur énergie vers 800 km d'altitude, tandis que ceux à 10 MeV déposent leur énergie vers 400 km. Les cascades étant négligeables, et ce schéma non pondéré par la valeur de flux, la valeur au pic est bien entendu proportionnelle à l'énergie des protons précipitants.

Sur la figure 6.15, nous pouvons voir l'influence des protons "pré-cosmiques". Les protons ayant une énergie de l'ordre de 50 MeV déposent vers 350 km d'altitude, et ceux au GeV vers 90 km d'altitude. Pour les mêmes raisons que précédemment, la valeur au pic est proportionnelle à l'énergie des protons précipitants. Et en figure 6.16, nous pouvons voir l'influence des rayons cosmiques, entre le GeV et le TeV. Dans ce cas, le pic de production ne descend plus avec l'altitude, il reste à 65 km. La valeur au pic augmente toujours avec l'énergie, mais de plus en plus de déposition se fait dans les cascades en dessous du pic. Le type de figure que nous proposons permet de voir l'influence pour un flux standard de cosmiques, mais ne permet pas de comparer avec les flux typiques. Bien que les protons de haute énergie (TeV) ionisent le plus, leur influence totale diminue, ainsi, ce n'est pas la peine de calculer l'influence des plus hautes énergies pour étudier l'impact du rayonnement cosmique sur l'atmosphère de Titan.

En figure 6.17, nous avons étudié l'influence de la précipitation d'ion oxygène O^+ sur la production d'ions. En effet, la présence dans la magnétosphère de Titan de ces ions à haute énergie a été détectée [28]. Le code Planetocosmics nous permettant de calculer l'influence d'ions à ces énergies de la même manière que les protons. Nous remarquons que l'influence de cet ion se fait à plus haute altitude, entre 900 km et 700 km au pic pour des particules entre 100 keV et 10 MeV, à comparer aux 800 km et 400 km des protons.

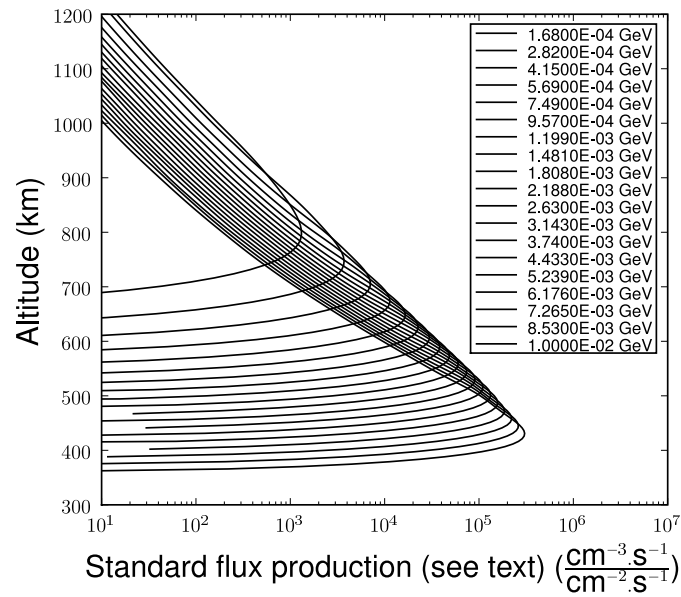


FIG. 6.14 – Ionisation créée par des protons mono-énergétiques, avec une distribution isotropique. Nous nous concentrons sur ce schéma sur les protons de faible énergie. Plus l'énergie du proton est importante, plus le pic de déposition d'énergie est bas en altitude et intense. Nous remarquons que ces protons ont une influence sur une grande gamme d'altitude.

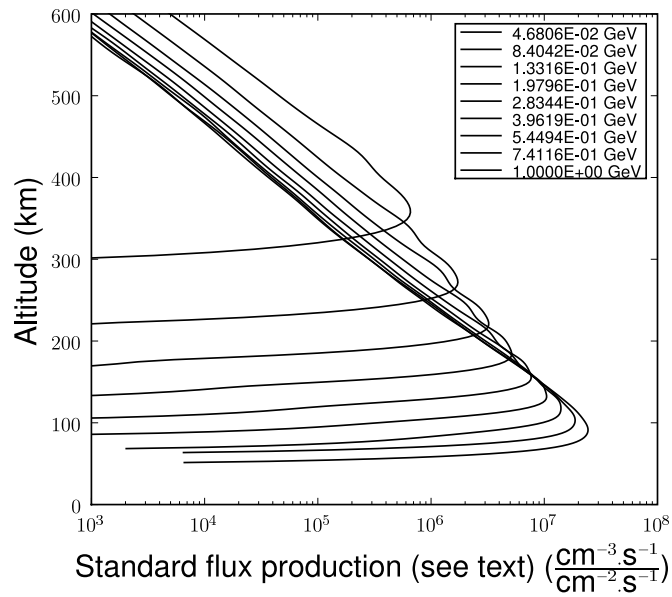


FIG. 6.15 – Ionisation créée par des protons mono-énergétiques, avec une distribution isotropique. Nous nous concentrons sur ce schéma sur les protons de transitions : dont l'énergie est entre les protons magnétosphériques et les rayons cosmiques. Plus l'énergie du proton est importante, plus le pic de déposition d'énergie est bas en altitude et intense.

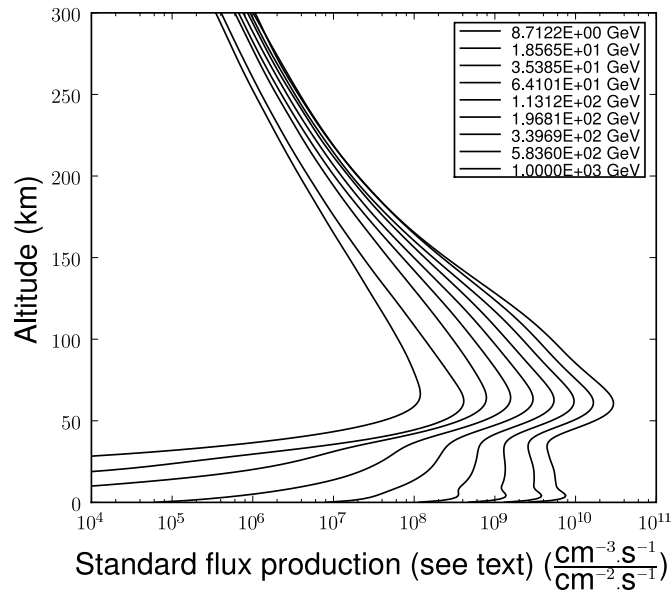


FIG. 6.16 – Ionisation créée par des protons mono-énergétiques, avec une distribution isotropique. Nous nous concentrons sur ce schéma sur les protons des rayons cosmiques. Plus le rayon cosmique est énergétique, plus la valeur au pic est élevée et la cascade électromagnétique étendue. La bosse que l'on peut voir apparaître en bas des cascades est une erreur numérique engendrée par l'interface atmosphère-sol.

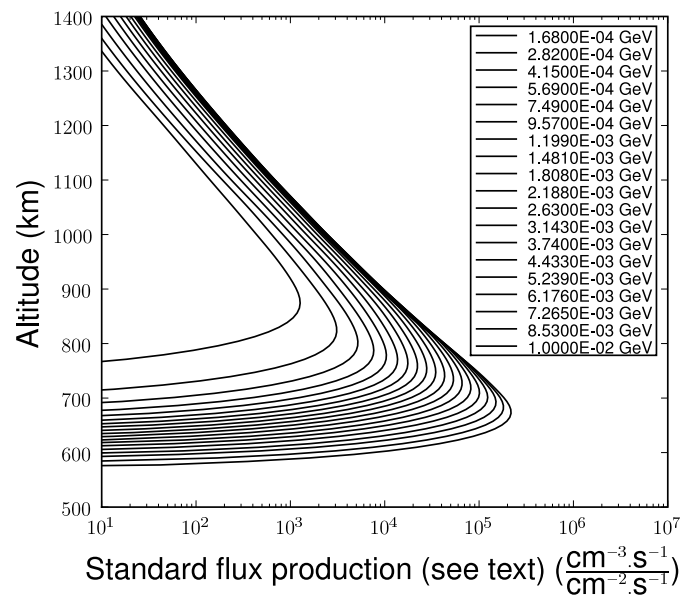


FIG. 6.17 – Ionisation créée par des ions oxygène (O^+) mono-énergétiques, avec une distribution isotropique. Ce type d'ion a été détecté dans la magnétosphère de Saturne. Comme pour les protons précédemment, plus l'énergie est élevée, plus le pic de déposition se fait à basse altitude et à grande intensité.

6.5 Conclusion

Nous avons vu que l'on pouvait modéliser le spectre des rayons cosmiques à la position de Titan. Et aussi que l'on pouvait utiliser le programme Planetocosmics, couplé à TransTitan, pour calculer la déposition d'énergie dans l'atmosphère de Titan. De plus, comme nous utilisons les courbes de déposition pour chaque énergie, le calcul de la déposition totale est très rapide, ce qui permet de tester un grand nombre de spectres de particules en entrée. Finalement, le calcul de l'énergie moyenne par création de paires dans l'atmosphère de Titan nous permet de calculer l'ionisation à partir de l'énergie déposée.

Maintenant que nous avons un code disponible pour calculer les ionisations par les ions, les protons et les rayons cosmiques dans l'atmosphère de Titan, nous pouvons continuer notre étude de l'ionisation totale en commençant par la déposition d'énergie la plus stable, celle des rayons cosmiques.

Chapitre 7

Impact des rayons cosmiques sur l'atmosphère de Titan

Nous finissons ici notre étude vers les rayonnements les plus énergétiques, et donc les plus ionisants avec l'impact des rayons cosmiques sur Titan. Aux altitudes auxquelles les rayons cosmiques ont une influence majeure, c'est à dire dans la basse atmosphère, à moins de 100 km d'altitude, une chimie complexe est à l'œuvre, mettant en cause des aérosols, des réactions à plusieurs corps...

La sonde Huygens ayant détecté une couche ionique à 65 km d'altitude, nous verrons comment le code TransTitanCosmic nous permet de confirmer que son origine provient des rayons cosmiques. Et avec le profil d'ionisation ainsi fait, nous aurons notre avant dernière étape vers la création d'un profil global de l'ionisation sur Titan.

7.1 La mission Huygens

Pour comprendre l'effet de l'impact des rayons cosmiques dans l'atmosphère de Titan, il nous faut considérer les mesures faites in-situ, c'est à dire dans les basses couches de l'atmosphère. Le calcul du profil de production d'ion ne nécessite pas ces mesures, mais la concentration de la couche ionique résultante est en effet impossible à calculer du fait de la méconnaissance des types d'aérosols à ces altitudes. Pour étudier la couche ionique créée par les rayons cosmiques, nous pouvons nous baser sur les mesures faites par la sonde Huygens, passagère de Cassini lors de son voyage vers Saturne.

7.1.1 Déroulement de la mission

La sonde Huygens a plongé dans l'atmosphère de Titan le 14 janvier 2005, 20 jours après s'être séparée de Cassini. Après avoir sondé l'atmosphère, en prenant de nombreuses photos de la surface, elle a atterri sans encombre, photographiant Titan depuis sa surface pendant plus d'une heure. Le paysage révélé par la sonde montre en partie le cycle des hydrocarbures. Un peu comme le cycle de l'eau sur Terre, mais où la glace d'eau remplace les roches, et où l'eau est remplacée par le méthane et l'éthane.

Les instruments embarqués par Huygens étaient :

- Aerosol Collector and Pyrolyser (ACP) : pour l'étude des aérosols
- Descent Imager/Spectral Radiometer (DISR) : pour faire des images et des mesures spectrales.
- Doppler Wind Experiment (DWE) : pour la détection de vent
- Gas Chromatograph/Mass Spectrometer (GCMS) : Identification des constituants de l'atmosphère.
- Huygens Atmospheric Structure Instrument (HASI) : mesure des propriétés physiques et électriques de l'atmosphère.
- Surface Science Package (SSP) : étude de la surface de Titan

La mission de Huygens a été un grand succès, malgré la perte de certaines données, et nous a permis de mieux comprendre l'impact du rayonnement cosmique dans la troposphère de Titan.

7.1.2 La détection d'une ionosphère due aux rayonnements cosmiques

L'instrument qui nous intéresse pour l'étude des productions ioniques dans l'atmosphère de Titan est HASI. Celui-ci embarquait deux expériences pour étudier la conductivité de l'atmosphère de Titan depuis une centaine de km d'altitude jusqu'au sol. Une sonde de relaxation (RP) et une sonde à impédance mutuelle (MI). Les mesures de ces deux instruments sont concordantes et prouvent la présence d'une ionosphère vers 65 km d'altitude [56, 95].

Ainsi, les données de la sonde de conductivité, représentées sur la figure 7.1, ont été publiées entre 0 et 100 km. Elles montrent que la conductivité est nulle (inférieure à 0.2 nS/m) entre 0 et 50 km, et entre 80 et 100 km. Entre 50 et 80 km, nous avons une conductivité non nulle, ayant un pic à 3 nS/m à 65 km d'altitude. Cette variation de conductivité est expliquée par la présence de la couche ionique à ces altitudes. Par analogie avec d'autres planètes, mais aussi en comparant par

rapport aux simulations, il est logique de penser que cette conductivité provient d'une ionisation due aux rayons cosmiques.

En couplant les données des différentes sondes de conductivité, López-Moreno et al. [95] en a déduit les concentrations d'ions et d'électrons en fonction de l'altitude (figure 7.2). Nous pouvons voir que la concentration en électrons déduite fait un pic à 500 cm^{-3} vers 65 km d'altitude. Pour les ions, la concentration est déduite jusqu'à 70 km d'altitude, où la valeur atteint 2000 cm^{-3} . Il n'y a pas de mesures en dessous de 70 km pour les ions, il nous est donc impossible d'en déduire le pic, sa valeur et son altitude. Mais celui-ci se situe très probablement à la même altitude que le pic de concentration en électron, dans ce cas, la valeur à 70 km donne une bonne idée de ce pic. Un des points difficiles à expliquer en terme de chimie est la concentration supérieure d'ions positifs par rapport aux électrons. La compréhension de la chimie à ces altitudes nécessite entre autres l'étude des réactions à trois corps, de la charge des aérosols et l'intervention d'ions négatifs [106, 17].

Les mesures de Huygens nous ont donc prouvé la présence d'une couche ionique à 65 km d'altitude, provenant de la précipitation des rayons cosmiques. Du fait de la complexité des courbes de concentration en ions et en électrons, et de celle de la chimie à ces altitudes, il est nécessaire d'étudier en détail l'ionisation avant de faire tourner les modèles chimiques.

7.2 Résultat de TransTitanCosmics

Pour confirmer le fait que l'ionosphère détectée était bien engendrée par le rayonnement cosmique. Nous avons simulé la productions d'ions par ceux ci à l'aide du programme TransTitanCosmics étudié précédemment.

7.2.1 Le spectre des rayons cosmiques précipitant sur Titan

Nous avons vu dans la partie 6.1.3 que les rayons cosmiques dans le milieu interstellaire interagissaient avec l'héliosphère, et ainsi perdaient de l'énergie. Le flux de rayons cosmiques à une certaine distance du Soleil étant paramétré par le facteur ϕ .

L'atténuation des rayons cosmiques n'est pas due uniquement à l'héliosphère, le champ magnétique des planètes permet de couper les rayons cosmiques à certaines énergies. Dans le cas de Titan, la difficulté est que la planète peut se trouver à l'intérieur ou à l'extérieur de la magnétosphère de Saturne. On peut voir, sur la figure 7.3, la fonction de transmission des rayons cosmiques vers Titan, quand celui-ci est dans la magnétosphère Kronienne. On voit qu'en dessous d'une rigidité de quelques centaines de MV, (soit pour un proton une énergie d'une vingtaine de MeV) il est

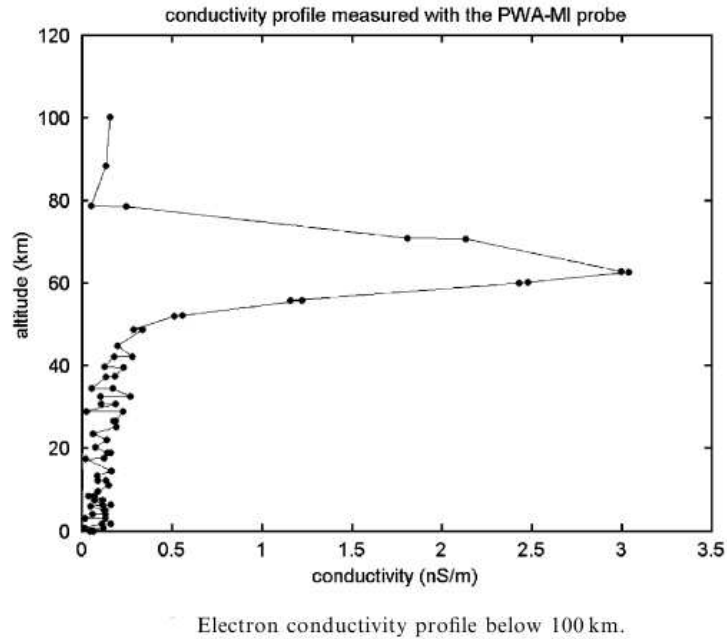


FIG. 7.1 – Conductivité de l’atmosphère de Titan en fonction de l’altitude mesurée par Huygens (tiré de Hamelin et al. [56]). La variation de conductivité entre 80 et 50 km d’altitude, avec un pic à 65 km, est la preuve de la présence d’une couche ionique. Celle-ci est due aux rayons cosmiques.

impossible pour une particule de précipiter dans l’atmosphère de Titan. Cette valeur limite est nommée le “cutoff”. Pour simplifier les calculs, nous considérons qu’en dessous du “cutoff”, aucune particule n’est transmise vers Titan, et qu’au-dessus, elles le sont toutes. La connaissance de cette limite basse nous permet donc d’utiliser les spectres de précipitation de la figure 7.4 pour calculer l’ionisation due aux rayons cosmiques.

Nous avons vu dans la section 6.4 que l’ionisation par les rayons cosmiques d’énergie supérieure au TeV pouvait être négligée dans l’atmosphère.

En tenant compte de l’atténuation par le vent solaire et de la fonction de transmission, nous trouvons que le flux énergétique moyen précipitant dans l’atmosphère de Titan et provenant des rayons cosmiques entre 0.1 GeV et 1 TeV est de $1.4 \cdot 10^9 \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

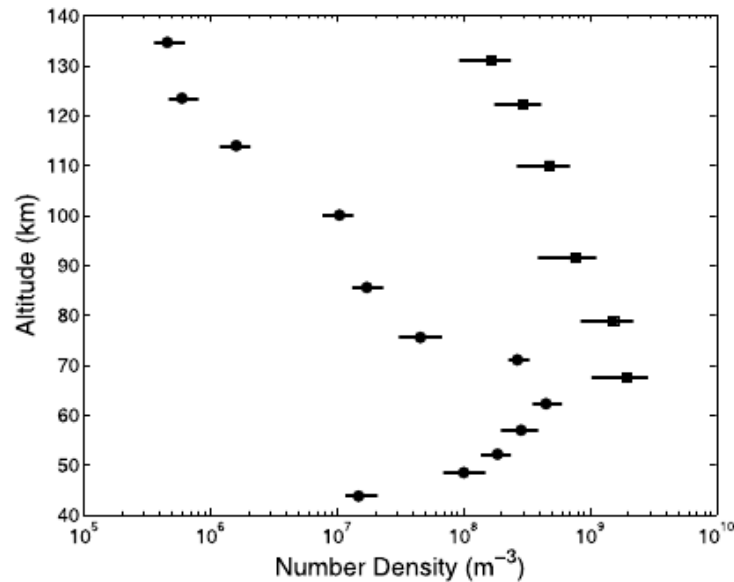


FIG. 7.2 – Concentration en ions positifs (carrés) et en électrons (cercles) déterminés à partir des conductivités mesurées par Huygens (tiré de López-Moreno et al. [95]). La concentration en ions, de l'ordre de 1000 cm^{-3} supérieure à celle des électrons, résulte de la complexité de la chimie à ces altitudes. Les données ne permettent pas d'avoir la concentration des ions en dessous de 70 km d'altitude, mais celle des électrons est disponible sur tout le profil. La concentration des électrons est maximale à 65 km d'altitude, avec une valeur de 500 cm^{-3} .

7.2.2 Profils d'ionisation avec TransTitanCosmics

En utilisant le spectre de précipitation vu sur la figure 7.4, et en paramétrant les dépositions d'énergie, couplées à l'énergie par production de paires, on est capable de calculer la production d'ions et d'électrons par les rayons cosmiques. Sur la figure 7.5, nous pouvons voir les résultats en fonction du paramètre ϕ (voir chapitre 6). Dans tous les cas, le maximum de production se trouve vers 65 km d'altitude, et la forme de la courbe au-dessus de ce pic est la même, avec un décalage en nombre d'ionisation. En dessous du pic, les différentes courbes sont confondues. La production totale en fonction de l'altitude au-dessus du pic varie d'un facteur 2 entre l'hypothèse d'une modulation très basse ($\phi = 25 \text{ MV}$), et celle d'une modulation haute ($\phi = 1200 \text{ MV}$). Soit une variation entre $10 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ et $20 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. La production en dessous du pic de production, causée par les gerbes de particules secondaires, est facilement visible. Le fait que les courbes soient confondues à ces altitudes montre que cette partie est

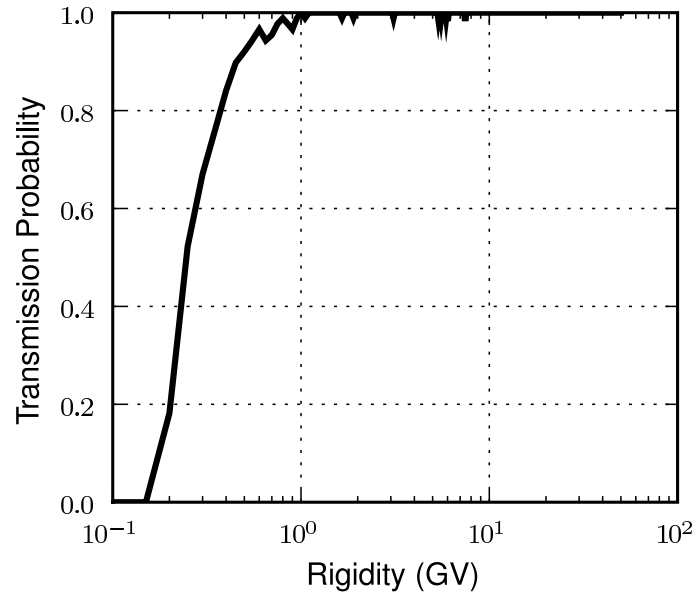


FIG. 7.3 – Fonction de transmission des rayons cosmiques dans la magnétosphère de Saturne à la hauteur de Titan. On simplifie cette fonction en parlant de “cutoff”. Au-dessous d’une rigidité de 0.2 GV, on peut considérer qu’aucun rayon cosmique ne passe, et au-dessus de cette valeur de “cutoff”, tous les rayons cosmiques précipitent sur Titan. Nous utilisons ici la rigidité, qui donne la même valeur de “cutoff” pour tous les ions (plutôt qu’un “cutoff” par espèce). Pour passer de la rigidité à l’énergie cinétique, nous utilisons la formule $E_k = \sqrt{M^2 + R^2} - M$, où M est la masse au repos en unité d’énergie, et R est la rigidité multipliée par 1 eV. Ainsi, pour les protons, le “cutoff” à 0.2 GV correspond à 21 MeV.

due aux rayons cosmiques de plus haute énergie, soit au-dessus de quelques GeV, dont les flux ne sont pas modulés par l’héliosphère.

Sur la figure 7.6 nous voyons, pour l’hypothèse de faible modulation, la production d’ion détaillée, avec un zoom sur le pic de production. Pour faire le détail des productions ioniques, nous avons fait l’hypothèse que l’ionisation due à l’énergie déposée se faisait de la même manière que l’ionisation par les électrons. L’ion majo-

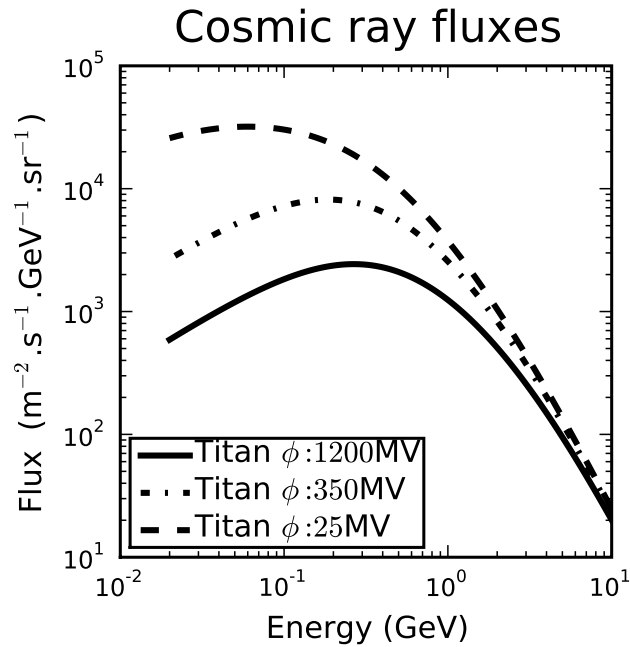


FIG. 7.4 – Le spectre des rayons cosmiques de basse énergie, en fonction du paramètre de modulation ϕ . Les variations de ϕ pour la terre correspondent aux maximum et minimum. ϕ : 25 correspond à l'estimation de la modulation des rayons cosmiques sur Titan par Capone et al. [24]. Les deux autres ϕ sur Titan correspondent aux maximum et au minimum lorsque l'on considère une variation de ϕ de l'ordre de 10 MV par UA [153].

ritairement créé est le N_2^+ suivi par le CH_4^+ et le N^+ . Comme la fraction de CH_4 par rapport au N_2 varie très peu aux altitudes qui nous concernent, les résultats varient peu par rapport à l'hypothèse du rapport de branchement entre les différents ions. Dans la partie agrandie, nous pouvons constater que le pic de production calculé se situe effectivement à 65 km, avec une intensité de l'ordre de $10 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le N_2^+ , de $4 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le CH_4^+ , et de $0.2 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ pour le N^+ .

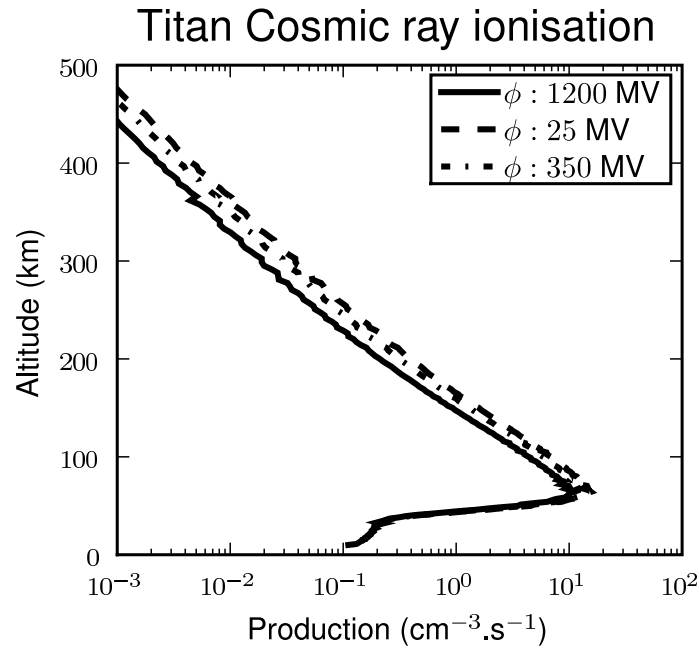


FIG. 7.5 – Production d'électrons par les rayons cosmiques en fonction du paramètre de modulation du vent solaire ϕ . Nous voyons que la modulation du flux solaire n'a qu'un effet d'un facteur 2 sur le pic de production, à 65 km, ainsi qu'au-dessus. En dessous du pic, les différentes courbes se confondent.

7.2.3 Comparaison avec les précédentes études et les mesures de la sonde Huygens

La production d'ions par les rayons cosmiques a déjà été modélisée par Molina-Cuberos et al. [107], Capone et al. [24], Borucki et al. [16, 17], Borucki and Whitten [15]. Leur modèle utilisait l'approximation de Passow pour reproduire la gerbe de particules [114]. Les résultats de Molina-Cuberos et al. [107] sont proches de ceux présentés ici, avec un pic de production à 65 km d'altitude, pour une intensité de $10 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. En comparant avec d'autres travaux basés sur la même approche, Borucki and Whitten [15], Lavvas et al. [80], quelques différences apparaissent, dépendant probablement de l'atmosphère neutre et de l'activité solaire. Dans Lavvas et al. [79, 80] le pic de production est à 100 km.

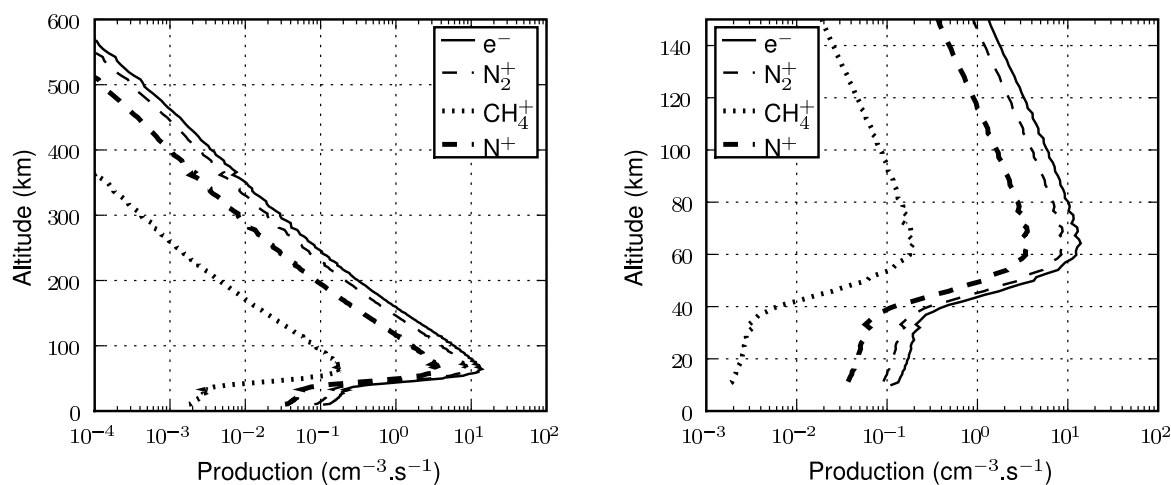


FIG. 7.6 – Production d’électrons et d’ions par les rayons cosmiques. Avec un zoom sur le pic de production. Sur la figure agrandie, où nous n’avons pas appliqué de lissage pour ne pas fausser l’interprétation, nous avons supprimé la partie basse où apparaissent des erreurs numériques provenant de la transition entre l’atmosphère et le sol. L’incertitude de ces profils est de l’ordre de 30% ; elle est due aux incertitudes sur l’énergie de production de paires, et au fait que les précipitations d’ α sont négligées.

Nos travaux sont compatibles avec les observations de Huygens. En effet, le pic de production que nous avons calculé se trouve à 65 km d’altitude, exactement là où la sonde a détecté le maximum de la couche ionique due aux rayons cosmiques [56, 95].

L’absence de modèle chimique à notre disposition ne nous permet pas de faire une meilleure comparaison entre les productions que nous avons calculées, et les observations de Huygens. Des recherches sur les modèles chimiques ont été faites par Molina-Cuberos et al. [106], Borucki and Whitten [15], mais n’arrivent pas à expliquer les concentrations électroniques observées.

7.3 Conclusion

Le code TransTitanCosmic est capable de calculer les productions d'ions et d'électrons dus aux rayons cosmiques. Le calcul, montrant un pic de production à 65 km, est en parfait accord avec les mesures de la sonde Huygens ayant montré la présence de ce pic. Le profil que nous avons trouvé permet ainsi de mettre à jour les entrées des codes travaillant sur la chimie de Titan ; et ainsi évite des erreurs d'interprétation de la chimie lorsque l'on a une ionosphère à 65 km avec un pic d'ionisation simulé à une altitude différente, et donc erronée. Les modèles de chimie ne sont malheureusement pas encore assez développés pour bien comprendre la nature des aérosols, et leur interaction avec les ions créés par les rayons cosmiques. Mais l'étude effectuée ici, notamment concernant la sensibilité au paramètre de modulation solaire, sera importante pour le développement de ces codes. Dans le cadre de notre étude sur les différentes sources d'ionisation de l'atmosphère de Titan, nous avons maintenant la partie haute atmosphère et basse atmosphère (plus un peu de mésosphère). Il est maintenant important d'étudier les effets des précipitations de protons dans la stratosphère - mésosphère, là où se situent les couches détachées. Ces précipitations ont principalement lieu lorsque Titan est dans la magnétosphère de Saturne (le flux de protons provenant du vent solaire est plus faible). On peut donc dire que le travail effectué jusqu'à présent nous donne une bonne image de l'ionisation quand Titan est en dehors de la magnétosphère de Saturne.

Chapitre 8

Profil total d'ionisation de Titan

Nous avons vu, au chapitre 7, l'impact du rayonnement cosmique dans l'atmosphère de Titan. Celui-ci intervient principalement à 65 km, à une altitude où les aérosols rendent la compréhension de la chimie extrêmement difficile. La production par la précipitation électronique a été vue en partie II. Pour compléter le profil total d'ionisation de Titan, il nous faut donc juste étudier les précipitations de protons et d'ions dans la mésosphère. Ces précipitations n'ont lieu que lorsque Titan est à l'intérieur de la magnétosphère de Saturne. Du fait du rayon de giration très important de ces particules (de l'ordre du rayon de Titan), on peut considérer qu'elles précipitent selon une géométrie verticale. On peut alors utiliser le code Planetocosmics pour modéliser leur déposition d'énergie, puisque ce dernier descend avec une bonne précision jusqu'aux énergies de l'ordre du keV pour les protons et les ions. Nous pouvons donc, dans ce chapitre, utiliser le code TransTitanCosmic pour étudier l'ionisation totale dans l'atmosphère de Titan. Bien que nous n'ayons pas de modèle chimique complet pour en déduire la concentration d'électrons dans toute l'atmosphère, nous utiliserons une approximation simple pour comparer la forme de notre profil avec les mesures effectuées par les sondes Cassini et Huygens. Celles-ci nous permettront de valider notre approche en terme de sources de précipitations de différentes énergies. Et ainsi, nous montrerons l'importance de notre profil total d'ionisation pour les futures études chimiques de l'atmosphère de Titan.

8.1 Spectre total de précipitation de particules

Pour étudier l'ionisation totale dans l'atmosphère de Titan, il faut connaître la nature et l'intensité des particules précipitantes. Nous avons vu que les particules ionisantes précipitant dans les atmosphères planétaires sont les photons EUV-XUV, les

électrons, les protons et les rayons cosmiques. En tenant compte des particularités de Titan (distance au Soleil, présence dans la magnétosphère de Saturne...), nous pouvons donner un schéma de toutes ces précipitations (figure 8.1). Il faut noter qu'une

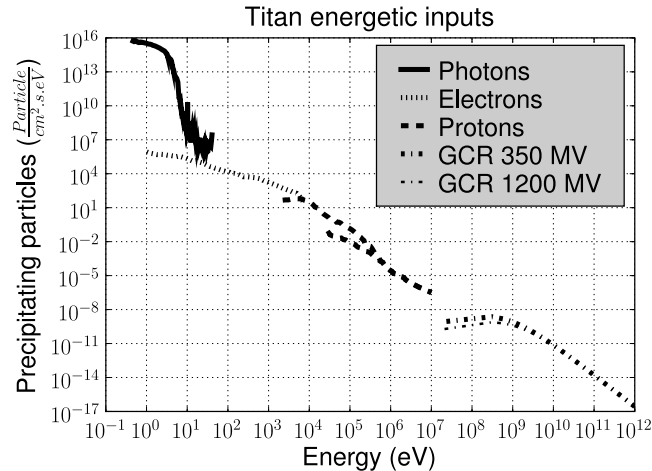


FIG. 8.1 – Spectre total de précipitation de particules dans l’atmosphère de Titan. Ces données représentent les différents spectres de précipitation de particules que nous avons utilisé. Le flux de photons est calculé pour un angle solaire zénithal de 45° (pour avoir des conditions moyennes), le flux d’électrons ainsi que le flux le plus important de protons correspondent aux mesures du flyby T5 de Cassini (le flux de proton faible correspond à une autre mesure). Et le spectre des rayons cosmiques correspond au modèle de précipitation, couplé au modèle de transmission dans la magnétosphère de Saturne à hauteur de Titan. Un point intéressant est la lacune dans les données, au sens recouvrement en énergie, entre 10 et 100 MeV. (En effet, une interpolation de la courbe du flux de protons rejoindrait la courbe des rayons cosmiques vers 100 MeV).

source d’ionisation connue n’a pas été prise en compte dans ce schéma : l’ionisation par les météorites. L’étude de ces précipitations a été faite par Molina-Cuberos et al. [108]. La conclusion de cette étude est que les météorites engendrent une production d’ions de l’ordre de $10^{-4} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ vers 700 km. Cette production est inférieure à celle engendrée par la précipitation de particules, même à ces altitudes, d’où le fait que, dans le cadre de la recherche du profil d’ionisation total, nous n’étudions pas ces productions. Les points particuliers de la précipitation des météorites sont la création d’ions provenant de son matériau (Si^+ , Fe^+ , Mg^+ , O^+), ainsi que la déposition des atomes correspondants, en plus grosse quantité.

8.2 Ionisation par les photons et les électrons

L'ionisation de la haute atmosphère de Titan par photoionisation est bien connue, mais son rapport avec la chimie est beaucoup plus complexe. Nous montrons, sur la figure 8.2, cette production calculée avec TransTitan (donc prenant en compte les ionisations secondaires), avec un détail des productions ioniques. Ce calcul à été fait pour un angle solaire zénithal de 45° , avec un flux solaire $F_{10.7} = 80$ (pour être dans les conditions moyennes des observations de Cassini). Dans ces conditions, le pic de production se situe à une altitude de 1000 km avec une intensité de $10 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$. Nous voyons un sous pic de production d'ions, similaire à celui qui produit la couche E sur Terre, vers 750 km d'altitude, avec une intensité de l'ordre de $0.2 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$. L'ion majoritairement produit par la photoionisation est le N_2^+ , suivi par le N^+ et le CH_4^+ (qui prend la seconde place au dessus de 1200 km d'altitude. Nous avons repris, par comparaison, le profil d'ionisation par les précipitations d'électrons pour une précipitation verticale dans les conditions du fly-by T5 de Cassini (Figure 8.3). Dans ce cas, le pic de production est plus bas, vers 800 km mais avec une intensité similaire, puisque proche de $5 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$, l'ordre des ions majoritairement créés ne varie pas.

Le flux total d'énergie provenant des photons EUV-XUV lorsque nous sommes sur Titan, avec un angle solaire zénithal de 40° , est de $5.3 \cdot 10^{10} \text{ eV}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (intégration faite au dessus de 10 eV ; si le visible est pris en compte, nous avons une énergie précipitante de $1.5 \cdot 10^{16} \text{ eV}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$). En comparaison, le flux total provenant des électrons est de $2.3 \cdot 10^9 \text{ eV}.\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ mais nous avons alors le problème des lignes de champ magnétique, et il est alors possible qu'une partie importante de ce flux ressorte de l'atmosphère.

8.3 Ionisation par les protons et les ions.

Il y a plusieurs types d'ions précipitants dans l'atmosphère de Titan, provenant, comme les électrons, de la magnétosphère de Saturne. Nous avons à notre disposition deux spectres de précipitations d'ions (figure 8.1), correspondant aux conditions actives du fly-by T5, et à des conditions plus calmes. Ces spectres ont été mesurés par l'instrument MIMI de Cassini [74] entre 7 keV et 8 MeV. La composition chimique des ions précipitants n'a pas été publiée pour ces spectres, nous ne sommes donc pas en mesure de dire quelle est la fraction de protons précipitants. Nous faisons donc la même hypothèse de travail que Cravens et al. [28], nous supposons que ces spectres sont d'abord constitués uniquement de protons, puis d'ions oxygène (O^+). Pour les conditions T5, nous avons fait la même interpolation pour les protons d'énergie plus

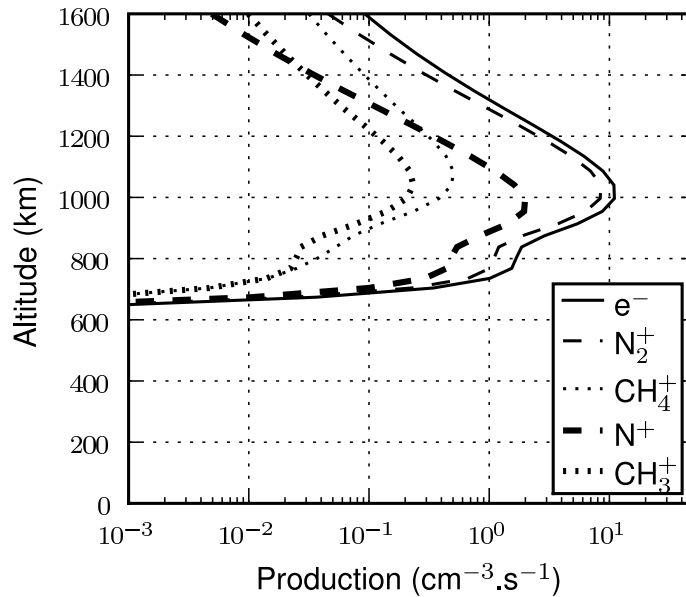


FIG. 8.2 – Photoionisation dans la haute atmosphère de Titan, pour un angle solaire zénithal de 40° et un flux solaire $F_{10.7} = 80$. Nous remarquons qu'il y a un pic de production principal, vers 1000 km et un secondaire vers 750 km. C'est ce genre de profil de production qui crée sur Terre les couches E (bas) et F (haut).

faible (2 keV). Le flux d'énergie total est de $2.3 \cdot 10^9 \text{ eV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ pour les conditions du T5 (exactement comme le flux d'électrons). Dans les conditions calmes, il est de $9.9 \cdot 10^7 \text{ eV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

Sur les figures 8.4 et 8.5, nous pouvons voir la production d'ions et d'électrons par la précipitation de protons dans des conditions d'activité fortes et faibles. Dans les conditions calmes, le pic est à une altitude de 750 km avec une amplitude de $0.3 \text{ cm}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Dans les conditions actives, ce pic remonte à 850 km avec une amplitude de $6 \text{ cm}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Cette remontée en altitude du pic est trompeuse, car elle provient du nombre plus important de particules à basse énergie. Nous pouvons voir dans ces deux figures une couche de production secondaire entre 400 et 600 km. Avec une amplitude de l'ordre de $0.1 \text{ cm}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Cette couche est due aux précipitations de

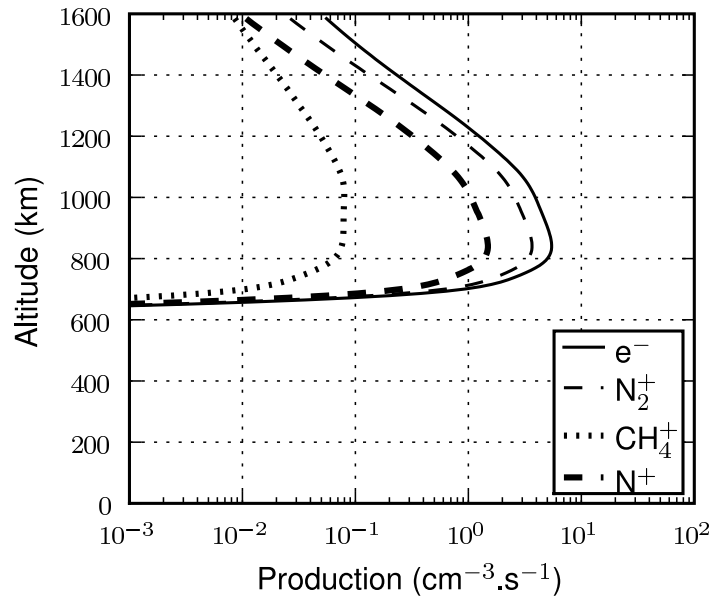


FIG. 8.3 – Profil d’ionisation dans le cas d’une précipitation verticale d’électrons, avec le flux tiré de Cravens et al. [29]. Nous reprenons ici l’hypothèse d’une précipitation directe, uniquement par mesure de comparaison de production totale. Dans ce cas, le pic de production des électrons se situe au niveau du sous pic de photoionisation.

protons dont l’énergie est supérieure à 1 MeV.

Sur les figures 8.6 et 8.7, nous voyons la production d’ions et d’électrons lorsque les spectres de précipitations forts et faibles d’ions sont considérés comme composés uniquement d’oxygène O⁺. Par rapport aux protons, la production moyenne se fait à plus haute altitude, et ne crée rien en dessous de 600 km. Pour les conditions calmes, le pic de production est à 850 km avec une amplitude de 0.4 cm⁻¹.s⁻¹. Dans les conditions actives, le pic est à 900 km avec une amplitude de 4 cm⁻¹.s⁻¹. Dans le cas des ions O⁺, il n’y a pas de couche secondaire à plus basse altitude.

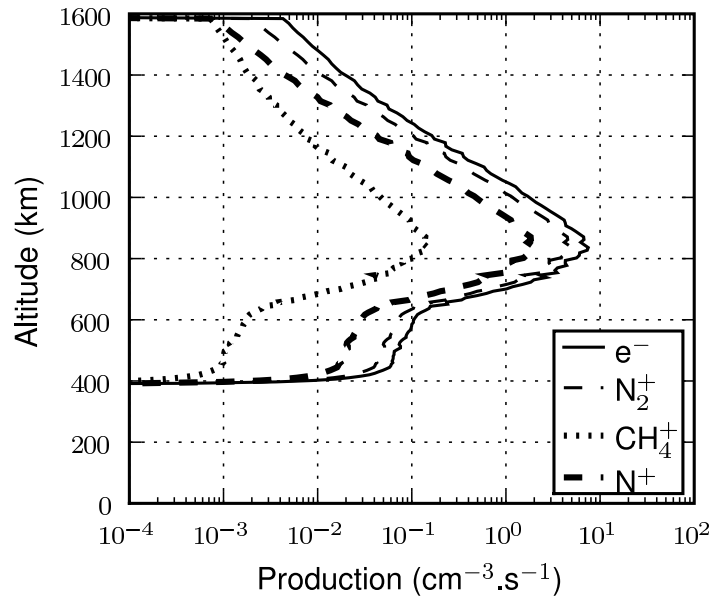


FIG. 8.4 – Profil d'ionisation dans le cas d'une précipitation verticale de protons. Dans les conditions, actives, du fly-by T5. Nous voyons ici apparaître une seconde couche d'ionisation vers 500 km.

8.3.1 Comparaison avec les autres travaux

L'ionisation par impact électronique a été étudiée par Borucki et al. [16] et Cravens et al. [28]. Si on compare les résultats de Borucki et al. [16] avec les nôtres, nous trouvons une couche principale d'ionisation plus basse, à 600 km, et plus intense, à $10 \text{ cm}^{-1}.\text{s}^{-1}$. Ces différences viennent principalement des spectres de précipitation utilisés, mais aussi de l'hypothèse de flux monodirectionnel dans les travaux de Borucki et al. [16], ainsi que de l'utilisation de la méthode de Banks and Kockart [8] pour déduire l'altitude de production en fonction de l'énergie de la particule précipitante. Dans les travaux de Cravens et al. [28], une altitude de production de 750 km avec une production de N_2^+ de $0.3 \text{ cm}^{-1}.\text{s}^{-1}$ a été calculé, pour les conditions calmes. La seconde couche à basse altitude est visible sur ces simulations, bien que moins bien visibles que dans nos travaux. La différence vient principalement de l'hypothèse de flux unidirectionnel de Cravens et al. [28]. Par rapport à l'hypothèse d'une précipi-

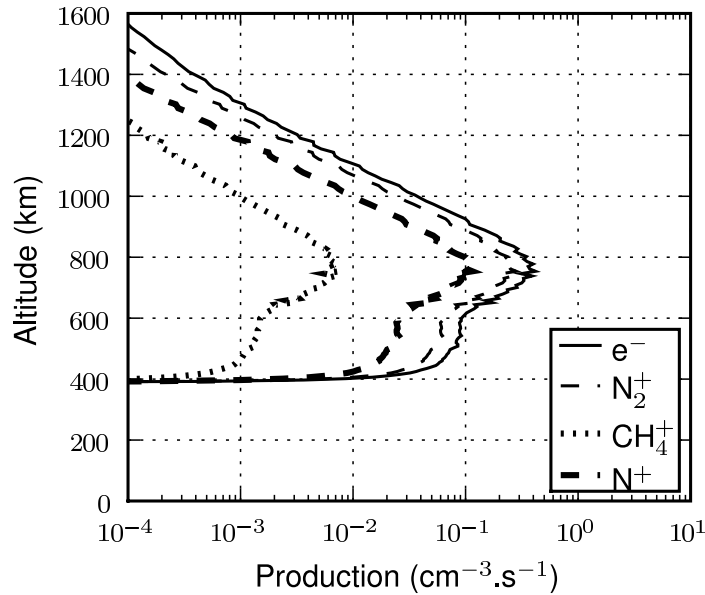


FIG. 8.5 – Profil d'ionisation dans le cas d'une précipitation verticale de protons. Dans des conditions calmes. La couche d'ionisation vers 500 km est toujours visible. Le pic de production est plus bas, en comparaison avec la figure 8.4 du fait du flux en proton de basse énergie beaucoup plus faible.

tation composée uniquement d'ion O^+ , nos résultats sont pratiquement identiques, avec un pic de production de N_2^+ de $2 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 900 km.

8.4 Profils d'ionisation Totale

En considérant toutes les précipitations de particules, nous avons produit la figure 8.8, représentant l'ionisation totale dans les conditions du fly-by T5 de Huygens. Comme nous nous intéressons au côté nuit, la photoionisation n'est pas prise en compte (les ions O^+ précipitants sont considérés comme négligeables, ce sont des protons qui précipitent). On peut voir que la valeur au pic de production par les électrons (photons si on considère les conditions diurnes) est comparable au pic de production par les rayons cosmiques. En remarquant que les protons à haute énergie

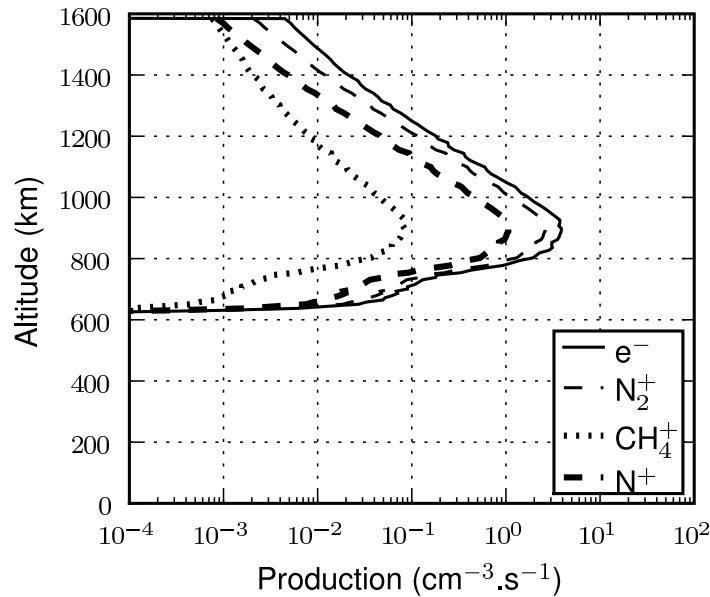


FIG. 8.6 – Profil d'ionisation dans le cas d'une précipitation verticale d'ion oxygène O^+ . Dans les conditions, actives, du fly-by T5. En supposant que le spectre observé soit uniquement composé de O^+ . La couche de basse altitude a, dans ce cas, complètement disparu.

ont une influence importante vers 500 km, nous pouvons en conclure que Titan a trois couches principales d'ionisation, chacune produite par des précipitations de particules différentes.

Si nous reprenons le spectre des précipitations dans l'atmosphère de Titan (figure 8.1), nous voyons qu'il y a un trou dans les précipitations de particules entre 4 MeV et 0.1 GeV (cette dernière valeur correspondant au point où le flux de protons rejoindrait celui des cosmiques si on faisait une interpolation. La valeur basse pour les rayons cosmiques correspond elle au "cutoff" par la magnétosphère de Saturne. Il y a une discontinuité importante entre les courbes de flux de protons et de flux de cosmiques, d'où la lacune.). L'origine et la forme du spectre d'éventuelles particules remplissant cette lacune est inconnue. Pour étudier ce problème, nous avons fait une interpolation linéaire des précipitations de protons entre 4 MeV et 0.1 GeV, en reliant ainsi le

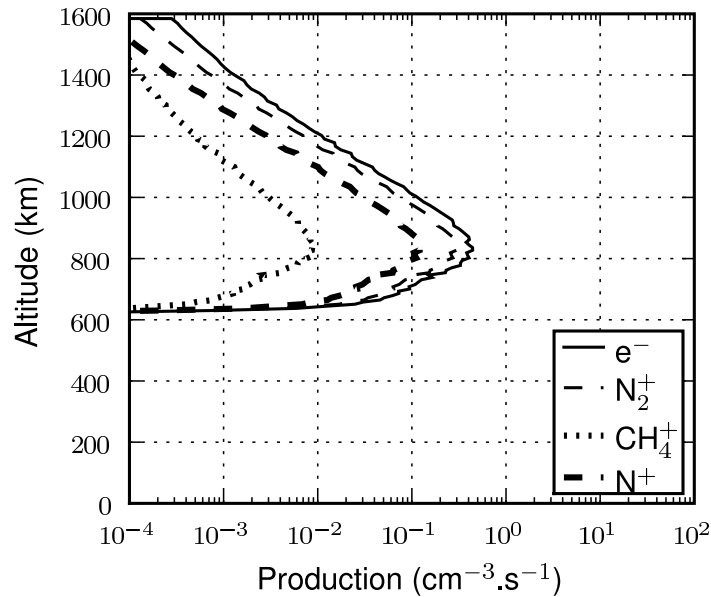


FIG. 8.7 – Profil d'ionisation dans le cas d'une précipitation verticale de protons. Dans des conditions calmes. En supposant que le spectre observé soit uniquement composé de O^+ .

spectre de précipitation des protons et celui des rayons cosmiques, et nous avons calculé la production correspondante. Le résultat peut être vu en figure 8.9. On remarque que la couche d'ionisation secondaire, entre 400 et 600 km, due aux protons ayant une énergie de l'ordre du MeV, est masquée par les productions dues aux protons plus énergétiques.

8.5 Comparaison avec les mesures

8.5.1 Estimation de la concentration en électrons, et première comparaison avec les mesures

Les mesures effectuées par les différents instruments ne donnent pas la production, mais la concentration en électrons. Modéliser celle-ci à partir des production

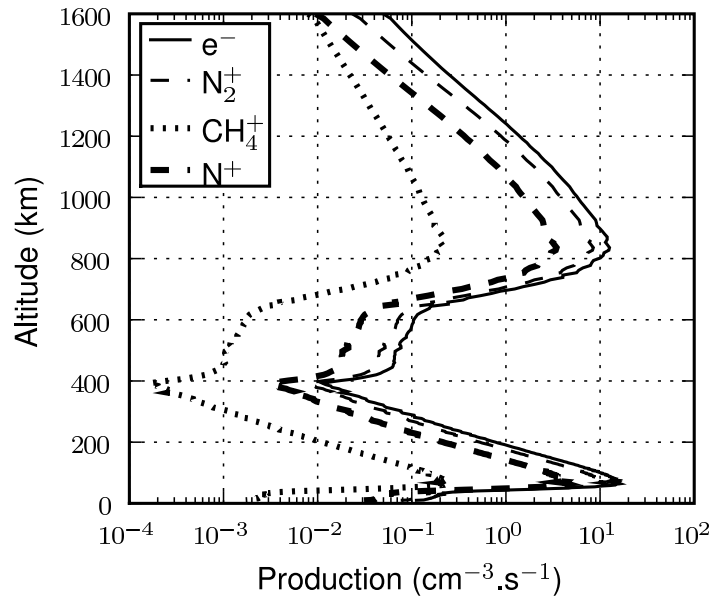


FIG. 8.8 – Profil total d'ionisation dans le cas du fly-by T5. Nous voyons apparaître les trois couches d'ionisation, à 800 km par les électrons, vers 500 km par les protons, et à 65 km par les rayons cosmiques.

d'ions nécessite d'avoir un modèle chimique qui n'existe pas encore. Nous devons nous contenter, dans le cas présent, de faire des estimations. Celles-ci peuvent en effet se faire simplement, mais nécessitent de faire quelques adaptations. Lorsqu'un ion est largement prépondérant, ou que le profil d'ion est constitué d'un mélange d'ion avec des abondances approximativement constantes, il est possible de résumer la chimie à une réaction unique, ayant un coefficient chimique appelé le coefficient efficace α_{eff} [8]; ce coefficient variant avec l'altitude. Cette méthode a déjà été utilisée avec succès pour retrouver les concentrations ioniques dans la haute atmosphère de Titan [50]. Elle a aussi été utilisée par Cravens et al. [28]. Dans le cas de Titan, la concentration en électrons est proportionnelle à la racine carrée de la production d'électrons (cette technique ne s'applique bien sûr pas à la production d'ions pris séparément) : $n_e = \sqrt{P_e/\alpha_{eff}}$ (avec n_e la concentration en électrons et P_e la production d'électrons). Cette méthode néglige la diffusion, hypothèse valide à basse

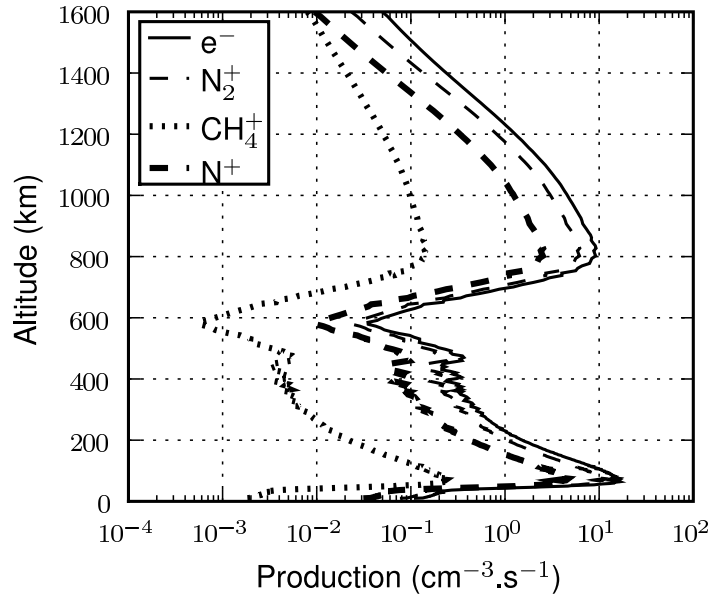


FIG. 8.9 – Profil total d'ionisation dans le cas du fly-by T5, en faisant une hypothèse sur le spectre de précipitation dans la lacune du spectre total (figure 8.1). Nous voyons toujours les couches d'ionisations dues aux électrons et aux rayons cosmiques, mais la couche due aux protons est masquée par la trop forte production de la partie que nous avons rajoutée.

altitude. Elle permet néanmoins de comparer la forme des courbes des productions d'électrons à la concentration mesurée même dans la haute atmosphère.

Sur les figures 8.8 et 8.9, nous avons testé deux hypothèses de profil total, en considérant ou non la présence de particules dans la lacune du spectre total entre 4 MeV et 0.1 GeV. Dans ces deux cas, nous avons supposé un flux d'électrons précipitant verticalement, avec le spectre du profil T5. Comme nous recherchons une forme de courbe globale, cette hypothèse n'est pas problématique, nous aurions pu supposer un spectre de ce type divisé un nombre arbitraire de fois, avec comme contrainte le fait que l'on doive voir un pic de production à une altitude supérieure à 800 km.

Sur la figure 8.8, nous reconnaissons facilement les pics de productions dus aux cosmiques et aux électrons. Puis nous voyons la couche secondaire, vers 500 km, due

aux protons. A 400 km, nous avons une forte baisse dans le profil, qui est reliée à la lacune dans les énergies. Nous avons donc trois couches principales d'ionisation dans ce cas. Sur la figure 8.9, la couche provenant des protons est masquée par le flux rajouté par les protons de la lacune. Nous avons ainsi deux couches principales, séparées par une plus faible production d'électrons à 600 km d'altitude.

Avec l'hypothèse de proportionnalité entre la concentration et la racine carrée de la production d'électrons, nous pouvons déduire des observations de Kliore et al. [72] que la lacune ne comporte pas de particules. En effet, on y voit apparaître une couche à 500 km qui correspond à notre couche de production par les protons à 500 MeV (voir aussi la figure 8.10). Or, celle-ci est complètement cachée par les protons de la lacune lorsque l'on est dans le cas de la figure 8.9. Ce résultat prouve donc la réalité d'une lacune dans le spectre en énergie, qui est expliquée par l'origine physique des particules précipitantes. En effet, les protons sont accélérés par la magnétosphère de Saturne, il n'y a donc aucune raison pour que l'énergie maximale donnée aux protons rejoigne l'énergie de coupure des rayons cosmiques.

8.5.2 Inversion des données

Nous étudions en détail les conditions du fly-by T14 de Cassini, qui a fait l'objet de mesures de concentration électronique par l'expérience RADIO [72]. Comme nous n'avons pas de mesures de flux précipitant, nous avons essayé de les reproduire à partir des données.

Comme les données proviennent d'occultation radio, l'angle solaire zénithal correspondant aux mesures de Cassini est très important (proche de 90°). Nous avons réussi à reproduire les données en utilisant un angle solaire zénithal de 99° (la géométrie d'observation, ainsi que l'intégration le long de la ligne de visée sont responsables de cette valeur). La couche secondaire à 1000 km est expliquée par les précipitations d'électrons et la photoionisation. Dans cette partie haute, un coefficient $\alpha_{eff} = 3 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ est utilisé. Des précipitations d'électrons, verticales, étant égales à celles des conditions du T5 divisées par 50, sont utilisées. Celles-ci ne sont en effet pas nécessaires pour expliquer le profil, mais renforcent légèrement la concentration d'électrons dans la couche de type E ¹. Dans le cas de profils beaucoup plus complexes à ces altitudes, nous aurions eu besoin de spectres de précipitation et d'un modèle de champ magnétique; ce profil a été choisi car nous n'avons pas besoin de ces données manquantes.

Pour retrouver la production par les protons, nous avons inversé les données en utilisant le même coefficient α_{eff} . Le flux de protons précipitant déduit de ce

¹celle vers 1000 km d'altitude

travail est visible en figure 8.11. Nous voyons que ce flux de protons doit être maximal vers 1 MeV, et devenir très faible vers 20 MeV. Cette propriété est nécessaire pour garder la baisse de la concentration d'électrons vers 400 km. Avec le coefficient effectif utilisé, nous avons déduit une intensité maximale pour le flux de protons de $10^{-5} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$. En comparant avec le spectre typique de protons, nous en déduisons que notre spectre et le facteur α_{eff} à l'altitude correspondante à ces précipitations sont tous deux sous estimés. Pour la couche due aux cosmiques, nous avons utilisé les données de López-Moreno et al. [95] de concentrations d'électrons et d'ions détectés par Huygens. Pour retrouver les pics d'ions et d'électrons, nous avons utilisé un coefficient α_{eff} de $5 \times 10^{-5} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Le fait que la courbe soit moins bien reproduite provient sûrement de la chimie plus complexe de ces altitudes [15]. La somme de ces mesures, comparée avec le résultat de l'inversion peut être vu en figure 8.10.

8.6 Conclusion

Nous avons ici reproduit le profil total de production d'ions et d'électrons entre 0 et 1600 km dans l'atmosphère de Titan. Le code utilisé pour ce travail peut prendre en compte le flux XUV-EUV, les électrons, les protons, les ions (O^+ , mais d'autres sont possibles) et les rayons cosmiques comme source d'ionisation. Ceci nous a permis de reproduire de manière correcte les mesures faites par les sondes Cassini et Huygens, et permet de remettre à jour une partie de l'étude de Sagan and Thompson [121], sur la déposition d'énergie dans l'atmosphère de Titan. Nous pouvons voir, en comparant nos résultats avec la figure 8.12, tirée de cette étude, que la déposition d'énergie par les protons venant de la magnétosphère de Titan est finalement beaucoup plus proche de la couche (de brume) détachée, vers 520 km. De plus, nous avons maintenant une vision sur les électrons en provenance de la magnétosphère de Saturne. Cette amélioration de la vision des ionisations n'est pas anodine, en effet, de nombreux auteurs n'ont pas considéré la production d'ions par les précipitations de protons dans leurs modèles de couche détachée vers 520 km ; alors qu'ils se posent des questions sur celle, beaucoup plus faible, engendrée par la production par les météorites. Nos profils d'ionisation de l'atmosphère de Titan montrent une nouvelle fois que les modèles chimiques doivent être mis à jour pour mieux tenir compte des précipitations de particules.

Nous avons donc bien atteint notre objectif, qui était de faire un profil d'ionisation total dans l'atmosphère de Titan. Et nous l'avons dépassé, en faisant une comparaison réussie avec les données expérimentales.

La prochaine étape est l'étude de la chimie induite par ces ions, dans le but de

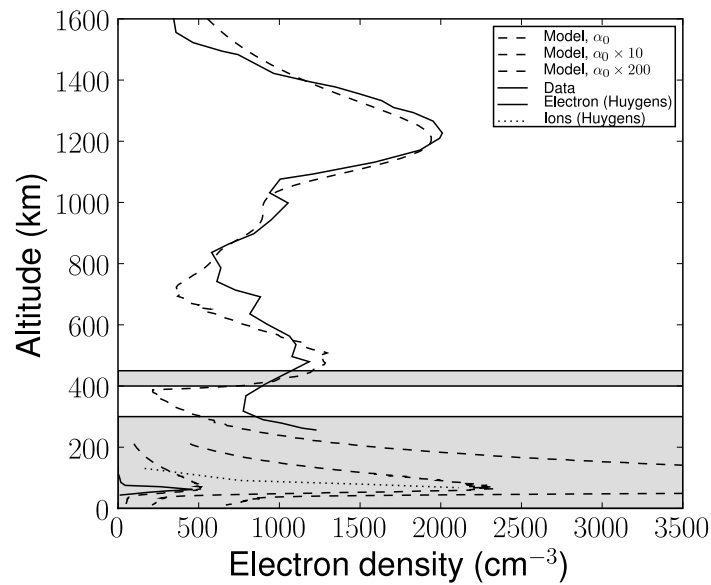


FIG. 8.10 – Profil total de concentration électronique déduit des observations radio de Cassini et de la détection de la couche de cosmique de Huygens. Les tirets correspondent à l'inversion des données que nous avons faites. Nous voyons, sur le profil, les 3 couches déduites des calculs théoriques. Prouvant ainsi l'utilité de notre démarche d'exploration du spectre en énergie pour expliquer certaines particularités de l'atmosphère de Titan.

comprendre l'origine des longues molécules d'hydrocarbures et des aérosols observés dans l'atmosphère de Titan. Cette chimie et ses résultats dépassent le cadre de cette thèse.

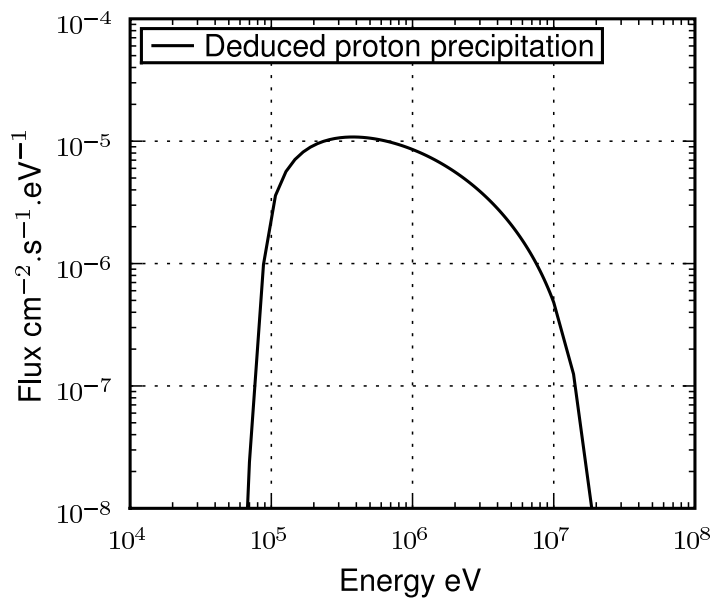


FIG. 8.11 – Spectre déduit des précipitations de protons. C'est en utilisant ce spectre que nous pouvons faire l'interprétation de la couche ionisée à 500 km. Il nous est impossible sans modèle chimique de déduire la véritable valeur du flux, car la déduction de celui-ci dépend du paramètre d'efficacité. Mais la forme de la courbe est dans l'absolu intéressante, notamment dans la partie à haute énergie.

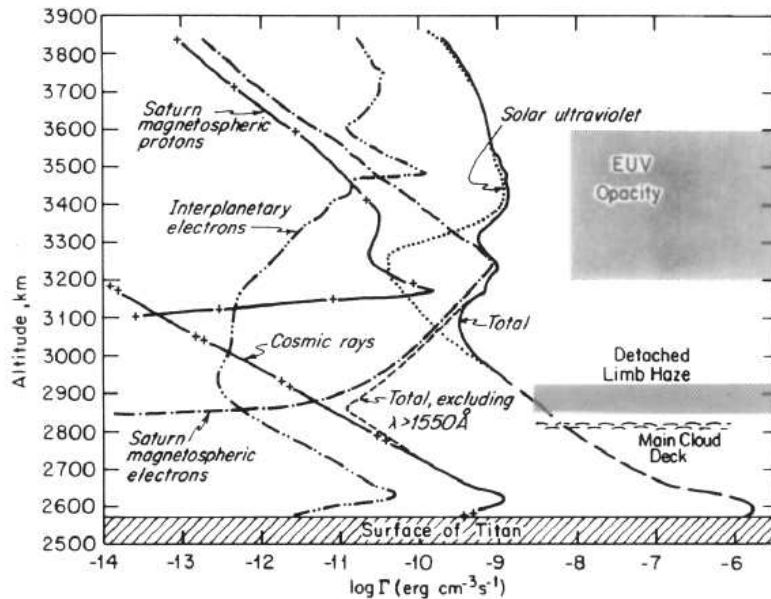


FIG. 3. Variation of disk-integrated, globally averaged energy deposition rate (Γ) with altitude for UV and charged particle energy sources in Titan's atmosphere. Each curve is labeled with the energy source whose deposition rate through the atmosphere it defines. Every energy source shown is sufficient to produce $> 10 \text{ g cm}^{-2}$ of accumulated organic products over geological time. Solar UV absorbed by major atmospheric constituents (primarily $\lambda < 1500 \text{ \AA}$ and above 3200 km), Saturn magnetospheric electrons, and UV absorbed by minor constituents (primarily $\lambda > 1500 \text{ \AA}$ and below 3200 km) are ordinarily the dominant energy sources in Titan's atmosphere. When Titan lies outside the Saturnian magnetopause, the solar wind electron flux can be a factor 20 larger than shown here. The "Total" line is dashed below 2900 km to indicate that long-wavelength solar UV, because of scattering and particulate absorption, will actually be deposited mainly near the top of the main cloud deck, instead of deep in the lower atmosphere as indicated here.

FIG. 8.12 – Vision des précipitations énergétiques dans l'atmosphère de Titan en 1984 [121].

Quatrième partie

Conclusion

La vie, l'univers (life, universe)

Cette thèse a été l'occasion d'étudier en profondeur les différents processus d'ionisation dans les atmosphères planétaires.

En commençant avec les rayonnements ionisants les moins énergétiques, le flux EUV-XUV et les électrons de faible énergie, nous avons étudié la haute atmosphère de Vénus. Nous y avons notamment trouvé la présence d'ions doublement chargés en quantité appréciable, détectables par des instruments embarqués sur des satellites ; de plus, nous avons comparé avec succès les résultats de ces calculs avec les observations disponibles.

Cette étude nous a aussi permis de calculer les émissions de la haute atmosphère de Vénus, toujours en excellent accord avec l'expérience. Cette étude est même allée plus loin puisque nous avons posé le problème des réactions chimiques à l'origine de la raie verte dans la partie nocturne de la planète. La discrimination entre le processus de Frederick-Kopp et le processus de Barth pour expliquer l'origine de cette émission nocturne nécessite un travail d'observation méticuleux, sur un terme beaucoup plus long que le permettait la durée de cette thèse ; nous l'avons toutefois commencé, en utilisant le spectromètre Narval au Télescope Bernard Lyot du Pic du Midi (voir l'annexe B). Ce travail m'a amené à faire des observations à distance, et surtout sur place, pour voir quelles sources d'erreurs pouvaient être commises, et quelles incompréhensions pouvaient avoir lieu entre nous, qui travaillons sur les atmosphères, et le personnel du télescope, plus habitué à travailler sur la spectroscopie d'étoiles.

L'étude des raies rouges et vertes des hautes atmosphères planétaires m'a aussi amené à faire des observations au Spitzberg, pour étudier cette fois-ci la polarisation de la raie rouge de l'oxygène sur Terre. Cette étude se faisait en coordonnant un instrument optique, le SPP, avec les radar de l'ESR pour détecter les flux d'électrons précipitants le long des lignes de champ magnétique. J'avais aussi la charge d'étudier la pollution lumineuse dans la raie rouge en utilisant un spectromètre ; ceci m'a permis de trouver que la lampe rouge du radar, qui sert notamment au repérage visuel dans les avions, était en fait une lampe au néon. Le néon ayant une forte raie d'émission à 630.4 nm, cette lampe, visible depuis la station optique, gêne ainsi

fortement les observations de la raie rouge à 630 nm.

Le résultat de cette campagne a heureusement été positif : le champ magnétique de la Terre induit une polarisation de la raie rouge de l'oxygène. Et une étude approfondie de la nature de cette polarisation devrait nous permettre d'appliquer ces travaux aux autres planètes. Ainsi, il devrait être possible d'avoir des informations sur les champs magnétiques de Vénus et de Mars à partir de la polarisation de la raie rouge. Ceci devrait permettre d'avoir beaucoup plus d'informations sur ces champs magnétiques, particuliers, puisque, au moins en partie, induits.

Ce qui nous amène à la seconde partie du travail effectuée dans cette thèse, l'étude des précipitations d'électrons énergétiques (keV) le long des lignes de champ magnétique sur Titan. En effet, nous avons là un exemple de champ magnétique induit par la magnétosphère de Saturne. Le travail effectué nous a permis de concilier théorie et expérience, puisque nous avons pu modéliser avec succès le flux d'électrons dans la haute atmosphère de Titan, et le comparer aux mesures sans nécessiter une division du flux d'entrée, pourtant mesuré lui aussi. Cette étude nous a permis d'inaugurer une nouvelle technique d'utilisation de Trans*, qui nous ouvre de nombreuses collaborations avec les équipes modélisant les champs magnétiques.

Finalement, ce travail sur Titan nous a amené à modéliser l'ionisation dans toute l'atmosphère de ce satellite, c'est à dire en tenant compte du flux EUV-XUV et des électrons, avec lesquels nous avons déjà travaillé, mais aussi les protons et les rayons cosmiques, ces derniers n'ayant jamais été pris en compte dans les modélisations Trans*. Ces travaux montrent que Titan, en fonction de sa position dans la magnétosphère de Saturne, a trois couches ionosphériques, ce qui a été prouvé par les mesures. Ces couches, où l'ionisation est très importante, ont probablement un rôle important dans la chimie complexe de Titan. La connaissance de l'ionisation pourrait ainsi permettre de mieux comprendre les formations de molécules complexes, les aérosols et les couches de brouillard. Cette étude de l'ionisation totale sera prochainement étendue aux atmosphères de Vénus et de Mars, en considérant leur spectre de précipitations (figure 8.13).

Il serait en effet dommage de négliger le travail effectué sur Mars lors de cette thèse. Il peut être vu en partie dans les articles, où j'ai collaboré à la mise à jour du code calculant les émissions lumineuses de cette planète. Mais aussi dans les nombreux projets en cours, sur notamment la compréhension des fortes variations de la concentration de sa haute atmosphère.

Au final, j'ai perdu le compte des projets annexes dans lesquels j'ai investi beaucoup de temps au long de cette thèse (mis en annexe, ils nécessiteraient probablement la création d'un second tome). Citons notamment l'enseignement, où j'ai participé à la mise à jour du TP d'observation d'un amas globulaire. Les activités grand

public (nommées malheureusement vulgarisation), dans lesquelles j'ai présenté de nombreuses expériences (planétarium, planéterrella, ...), mon travail, les observations au télescope; et ceci lors de nombreuses manifestations dans la région. Mais il faut aussi tenir compte des activités pour lesquelles j'ai participé à l'organisation : observations grand public au télescope de l'OSUG, le cycle de conférences "plus haut, plus beau" (conférences de l'année mondiale de l'astronomie à Grenoble-St Martin d'Hères) qui fait partie du projet "éteignez la lumière et allumez les étoiles" plus global qui comprend notamment des séances de planétarium pour les scolaires, sans oublier les "100h d'observations" entre le campus et Gresse en Vercors.

Ces activités m'ont fait travailler avec quelques manipulations très visuelles, et ayant un intérêt plus que ludique et grand public. À commencer par le petit dernier, le LSS (Lhoumeau Sky System, du nom de son inventeur), qui permet de transformer un vidéoprojecteur en planétarium numérique. En utilisant une boule de lampadaire comme écran, il peut aussi être utilisé comme projecteur de planète en (presque) 3 dimensions; avec toutes les implications que ce travail a en terme de visualisation pour la géologie de la Terre et des autres planètes (les aberrations des projections sont supprimées). Et je ne pourrais parler des manipulations sans évoquer la Planéterrella, la modification effectuée par Jean Lilensten (mon directeur de thèse préféré) à la Terrella de Birkeland. Cette manipulation, qui consiste à créer un plasma entre une buse et/ou plusieurs sphères de métal ayant un fort champ magnétique, permet de simuler l'effet du vent solaire sur une planète ayant un champ magnétique. Elle permet ainsi de simuler les ovales auroraux. Les améliorations par rapport à l'expérience originale permettent d'avoir plus de configurations, qui nous ont permis de parier notamment sur la présence d'un ovale auroral du côté nocturne d'Uranus lorsque le champ magnétique pointe vers le soleil (voir les articles en annexe), mais aussi de simuler des interactions plus particulières, notamment une étoile avec une exoplanète très proche, de type Jupiter chaud (si bien entendu, ces planètes ont un champ magnétique).

Cette conclusion vous aura permis, je l'espère, de voir la richesse des activités auxquelles j'ai pu participer tout au long de ma thèse. Elle cache pourtant une grande partie de mon travail au niveau informatique, depuis l'installation d'un système de gestion de version et d'un wiki, jusqu'à la compilation des différents codes sur la grille de calcul CIGRI (travail compliqué par l'hétérogénéité des systèmes, mais qui vaut le coût, car plus de 1000 processeurs pour faire des calculs de type Monte-Carlo, c'est très pratique). Nous pouvons dès à présent passer au reste !

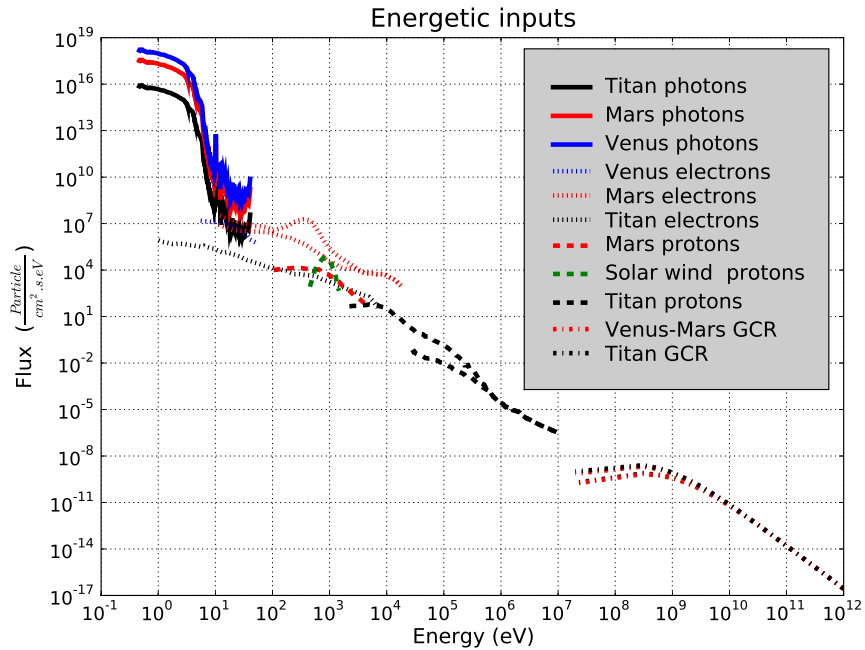


FIG. 8.13 – Précipitations énergétiques dans les atmosphères de Titan, Mars et Vénus. Ce schéma, qui fait suite au schéma d'introduction (figure 1), comprend en plus, le flux de protons précipitant sur Mars, ainsi que le flux de protons du vent solaire à 1.5 UA [67]. Aucun spectre de précipitation de protons significatif sur Vénus ayant été présenté à ce jour, nous avons ici le schéma de rayonnement ionisant le plus complet concernant ces trois objets.

et le reste (and everything)

L'ionosphère a contribué à notre apparition; elle a déclenché la révolution des télécommunications; elle peut encore déterminer une grande part de notre avenir. C'est pourquoi nous devons continuer à étudier cette immense arène turbulente de forces solaires et électriques – ce lieu mystérieux de tempêtes silencieuses.

» Arthur C. Clarke, *The Fountains of Paradise*, 1979. Traduction française G.H Gallet, R.C. Wagner.

Que nul n'entre ici s'il n'est spectroscopiste!

» Texte taggé sur un mur du LAPOG... (Oups!)

La compréhension de la composition et de l'évolution des atmosphères nécessite de faire ce genre d'études complètes. Et j'espère que la meilleure connaissance des phénomènes dans l'atmosphère de Titan permettra de mieux comprendre comment est apparue la vie sur Terre.

Mais peut-on réduire la vie à la biologie que nous connaissons sur Terre? Mon avis personnel sur la question est un grand NON. Et, de la même manière que je pense que des réactions très complexes amènent à la vie (à quand la vie informatique, et même l'intelligence artificielle, qui sont probablement plus proches d'une hypothétique vie extraterrestre que ce que l'on croit), je pense que l'on sera surpris des résultats que nous amènerons les études de ces autres atmosphères.

En attendant, nous savons bien que la réponse est 42. Même si on n'est pas certain de la question. De toute façon, il suffit de lever le pouce!

N'oubliez pas votre serviette!

Annexe A

Démonstrations des équations liées à la physique des plasmas

A.1 Équation de Boltzmann généralisée

A.1.1 Pourquoi le cas classique n'est-il pas suffisant ?

L'équation de Boltzmann est la base de nombreux théorèmes en physique statistique, et notamment en physique des plasmas. Dans ces nombreux cas, il n'y a pas de forces dissipatives, ou on peut les négliger (et les mettre dans le terme collisionnel).

La démonstration de l'équation de Boltzmann est alors évidente. Prenons la fonction de distribution statistique des particules f , nous savons que celle-ci est définie dans l'espace des phases (\vec{r}, \vec{p}, t) de telle manière que :

$$\int \int f d\vec{p} d\vec{x} = N_{\text{Tot}} : \text{Nombre total de particules} \quad (\text{A.1})$$

$$\int f d\vec{p} = n : \text{Concentration de particules} \quad (\text{A.2})$$

Et, en notant $d\Omega$ un volume infinitésimal de l'espace des phases, nous avons :

$$\int f d\Omega = N_{\text{Tot}} \quad (\text{A.3})$$

Dans ce cas, en considérant que $\frac{df}{dt}$ est une dérivée totale, on peut écrire :

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \vec{x}}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \frac{\partial \vec{p}}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} \quad (\text{A.4})$$

$$\Leftrightarrow \frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \vec{F} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} \quad (\text{A.5})$$

La valeur de $\frac{df}{dt}$, c'est à dire la variation de f , provient des collisions et, en généralisant, des forces non conservatives du système. En notant $\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{coll}$ ces collisions (le δ signifiant que ces collisions sont discrètes), il vient l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \vec{F} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = \left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{coll} \quad (\text{A.6})$$

Celle-ci est largement utilisée sous forme d'équation de Vlasov en physique des plasmas : on néglige les collisions et on ne prend en compte que l'interaction électromagnétique :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + q \left[\vec{E} + \vec{v} \otimes \vec{B} \right] \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = 0 \quad (\text{A.7})$$

Dans de nombreux cas, on peut trouver une approche qui permet de négliger les collisions. Ce n'est pas le cas dans les ionosphères planétaires. Pour les collisions, une approche par redistribution est utilisée [86]. De plus, les interactions coulombiennes sont importantes, et ce sont des forces non-conservatives : on ne peut les mettre ni dans le terme de force de l'équation de Boltzmann, ni dans le terme de collision explicité. Il faut donc généraliser l'équation de Boltzmann pour prendre en compte les forces non conservatives.

A.1.2 Généralisation : démonstration

On va appliquer une méthode de type eulérienne (intégration sur une ligne de courant) dans l'espace des phases :

- On explicite la variation d'un volume $d\Omega$ de l'espace des phases dans lequel on travaille au cours du temps.
- On étudie la variation $\frac{dn_{d\Omega}}{dt}$ du nombre n de particules dans ce volume en fonction du temps.
- On associe cette variation aux collisions et aux créations de particules.
- On en déduit Boltzmann généralisé.

Volume de l'espace des phases

La variation de f au cours du temps peut être déduite des conditions initiales par des fonctions Φ et Ψ , dépendantes de \vec{x} et \vec{p} et telles que : $f(\vec{x}, \vec{p}, t) = f(\Phi(\vec{x}_o, \vec{p}_o, t), \Psi(\vec{x}_o, \vec{p}_o, t), t)$. Nous avons ainsi $\Phi(\vec{x}_o, \vec{p}_o, t) \underbrace{=}_{\text{Def}} \vec{x}$ et $\Psi(\vec{x}_o, \vec{p}_o, t) \underbrace{=}_{\text{Def}} \vec{p}$

Soit $d\Omega_t$ un volume infinitésimal de l'espace des phases, noté $d\Omega_o$ au temps 0. En notant $n_{d\Omega}$ le nombre de particules dans ce volume, il vient :

$$n_{d\Omega} = f(\vec{x}, \vec{p}, t) d\Omega_t \quad (\text{A.8})$$

$$= f(\Phi(\vec{x}_o, \vec{p}_o, t), \Psi(\vec{x}_o, \vec{p}_o, t), t) d\Omega_o J(\vec{x}_o, \vec{p}_o, t) \quad (\text{A.9})$$

$J(\vec{x}_o, \vec{p}_o, t)$ est le Jacobien de la transformation, noté J par la suite : En notant e_i la taille de $d\Omega_t$ selon le vecteur unitaire de la $i^{\text{ème}}$ coordonnée au temps t , et ε_i cette même valeur au temps 0, on a, avec, dans notre cas, $k = 6$:

$$d\Omega_o \underbrace{=}_{\text{def du volume}} \det(\varepsilon_1, \dots, \varepsilon_k) \quad (\text{A.10})$$

$$d\Omega_t \underbrace{=}_{\text{def du volume}} \det(e_1, \dots, e_k) \quad (\text{A.11})$$

$$J = \det \begin{pmatrix} \dots & \dots & \dots \\ \dots & \frac{\partial e_i}{\partial \varepsilon_j} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

(avec i : numéro de ligne et j , numéro de colonne)

Avec ce formalisme, la variation du volume due à des forces dissipatives est modélisée comme celle d'un volume constant dans un espace dont les vecteurs (et notamment les unitaires) varient dans le temps. Par définition, la variation de ces vecteurs est le Jacobien.

Étude de la variation de $n_{d\Omega}$

Nous allons dériver l'équation A.9 par rapport au temps :

$$\frac{dn_{d\Omega}}{dt} = \underbrace{\frac{df(\Phi, \Psi, t)}{dt}}_{\text{dérivée 1}} \underbrace{J d\Omega_o}_{=d\Omega_t} + \underbrace{f(\Phi, \Psi, t) \frac{dJ}{dt} d\Omega_o}_{\text{dérivée 2}} \quad (\text{A.13})$$

Calcul de la dérivée 1 Nous avons une dérivée entière :

$$\frac{df(\Phi, \Psi, t)}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \Phi} + \frac{\partial \Psi}{\partial t} \frac{\partial f}{\partial \Psi} \quad (\text{A.14})$$

Or, par définition $\Phi(\vec{x}_o, \vec{p}_o, t) = \vec{x}$ et $\Psi(\vec{x}_o, \vec{p}_o, t) = \vec{p}$. Nous avons donc un terme identique au terme de gauche de l'équation de Boltzmann :

$$\text{dérivée 1} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \vec{F} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} \quad (\text{A.15})$$

Dérivée 2 et forces conservatives Le point le plus important de la seconde partie est la variation du Jacobien : $\frac{dJ}{dt}$. Dans cette variation, on met la variation du volume $d\Omega$ en fonction du temps. Or, le théorème de Liouville tel qu'on le rencontre dans la plupart des livres de physique énonce que ce volume ne varie pas [exemple, voir 75]. Si on se base sur cette formulation du théorème, le Jacobien est égal à 1, et on retrouve l'équation de Boltzmann classique (en suivant la dernière étape). En réalité, dans la formulation usuelle en physique, on omet de dire que l'on travaille uniquement avec des forces conservatives. Le théorème original de Liouville [94, 5] énonce bien que cette variation n'est pas obligatoirement nulle.

L'énoncé initial du théorème de Liouville est purement mathématique, c'est pourquoi il prend en compte le cas de la variation non nulle. Nous allons ici montrer que les forces dissipatives amènent des variations contrairement aux forces conservatives. Pour cela, on calcule le Jacobien au premier ordre (i variant de 1 à 3 : le nombre de dimensions). Mais pour calculer le Jacobien, il faut pouvoir l'écrire. On commence par étudier le comportement des particules dans notre volume entre le temps t et le temps $t' = t + \delta t$. On reprend pour cela la formulation Hamiltonienne. Soit H le Hamiltonien du système, il vient alors :

$$x'_i = x_i + \frac{\partial H}{\partial p_i} \delta t + o(\delta t^2) \quad (\text{A.16})$$

$$p'_i = p_i - \frac{\partial H}{\partial x_i} \delta t + o(\delta t^2) \quad (\text{A.17})$$

Ce qui, puisque l'on travaille sur une échelle de temps infinitésimale δt , donne une matrice Jacobienne A.12 de la forme $T = I + A\delta t + o(\delta t^2)$ (avec i et j variant de 1 à 3, I étant la matrice identité,). Les 4 blocs principaux de la matrice A s'écrivant :

$$A = \begin{pmatrix} -\frac{\partial^2 H}{\partial p_j \partial x_i} & -\frac{\partial^2 H}{\partial x_j \partial x_i} \\ \frac{\partial^2 H}{\partial p_j \partial p_i} & \frac{\partial^2 H}{\partial x_j \partial p_i} \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

La matrice T a le même développement au premier ordre que la matrice $e^{A\delta t}$, elle a donc la même valeur du déterminant au premier ordre, or, on sait que : $\det(e^{A\delta t}) = e^{\text{Tr}(A)\delta t}$ avec $\text{Tr}(A)$ la trace de A (somme de ses éléments diagonaux). Donc $J = e^{\text{Tr}(A)\delta t}$. Si la trace de A est nulle, alors $J = 1$ et $\frac{dJ}{dt} = 0$. Or, on voit immédiatement que cette trace est nulle si et seulement si :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial q_j \partial p_i} = \frac{\partial^2 H}{\partial p_j \partial q_i} \quad (\text{A.19})$$

Ce qui signifie que H doit être une différentielle totale, ce qui équivaut à dire qu'il n'y a aucune force non conservative à l'origine de H .

Cette affirmation résulte de la définition de force non conservative : le travail total dépend du chemin parcouru. Pour une formulation plus mathématique, on peut se référer à Frederico and Torres [49], où la définition d'un système Hamiltonien non conservatif est donné :

$$\frac{dx_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad (\text{A.20})$$

$$\frac{dp_i}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial x_i} + Q(x_i, p_i) \quad (\text{A.21})$$

Le Q étant l'effet sur $\frac{dp_i}{dt}$ des forces non conservatives. (Pour une approche plus détaillée du calcul de Q , voir [75].) Il faut substituer ce système au système A.17 pour voir que l'on fait apparaître Q dans la matrice A , ce qui change la condition A.19 en la rendant impossible à satisfaire. On peut aussi considérer que la relation précédente définit un H' dont la dérivée par rapport à x_i fait apparaître Q . Cet H' ne satisfait donc pas la condition de A.19 : un des chemins de dérivation fait apparaître une dérivée selon Q contrairement à l'autre.

Dans ces cas là, $\frac{dJ}{dt} \neq 0$. On prouve donc par là que l'influence des forces non conservatives est de faire varier le Jacobien et donc le volume de l'espace des phases $d\Omega_t$ au cours du temps. Le théorème de Liouville original¹, nous énonce que, lorsque le système est décrit par le champ de vecteur $\vec{p} = m \frac{d\vec{x}}{dt}$ (²) :

$$\frac{d \ln J}{dt} = \text{div}_{\vec{p}} \frac{d\vec{p}}{dt} \quad (\text{A.22})$$

Et ainsi, en appliquant le théorème de Liouville à notre problème, nous avons $\frac{dJ}{dt} \Big|_{t=0} = J \text{div} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)$, d'où :

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{d \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)}{d\vec{p}} \frac{d\Omega_t}{d\Omega_o} \quad (\text{A.23})$$

Calcul de la dérivée 2 Nous avons donc :

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{d \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)}{d\vec{p}} \frac{d\Omega_t}{d\Omega_o} \quad (\text{A.24})$$

¹généralisé

²En réalité, dans le théorème de Liouville, j'aurais dû enlever le m et prendre \vec{v} , mais cette notation est équivalente car il y a simplification dans la divergence

Ce résultat peut se retrouver sans utiliser le théorème de Liouville : il faut reprendre le Jacobien en tant que déterminant, et faire la différentielle selon ses composantes :

$$J = \frac{d\Omega_t}{d\Omega_o} \quad (\text{A.25})$$

$$\underbrace{\Rightarrow}_{\text{car } \frac{d\Omega_o}{dt}=0} \frac{dJ}{dt} = \frac{dd\Omega_t}{dt} \frac{1}{d\Omega_o} - \frac{dd\Omega_o}{dt} \frac{d\Omega_t}{d\Omega_o^2} = \frac{dd\Omega_t}{dt} \frac{1}{d\Omega_o} \quad (\text{A.26})$$

$$\underbrace{\Rightarrow}_{\text{def } \Omega_t} \frac{dJ}{dt} = \frac{d(\det(e_1, \dots, e_k))}{dt} \frac{1}{d\Omega_o} \quad (\text{A.27})$$

$$= \frac{\sum_i \det(e_1, \dots, \frac{de_i}{dt}, \dots, e_k)}{d\Omega_o} \quad (\text{A.28})$$

$$\underbrace{=}_{\text{voir texte}} \frac{\sum_{i=4}^6 \sum_j \lambda_{i,j} \det(e_1, \dots, \underbrace{e_j}_{i^{\text{ème position}}}, \dots, e_k)}{d\Omega_o} \quad (\text{A.29})$$

Le passage à A.29 se fait en considérant les propriétés de $\frac{de_i}{dt}$. Si i est inférieur à 3, alors e_i est une variable d'espace, et sa dérivée est proportionnelle à la variable d'impulsion correspondante $\frac{de_i}{dt} \propto e_{i+3}$, le déterminant correspondant est donc nul, d'où les restrictions sur i . Lorsque i est supérieur à 3, nous avons $\frac{de_i}{dt} = \sum_j \lambda_{i,j} e_j$ avec $\lambda_{i,i} = \frac{\partial \frac{de_i}{dt}}{\partial e_i}$. Comme le déterminant est une forme linéaire, nous voyons, dans A.29, que si $i \neq j$ alors le déterminant est nul. Il ne nous reste que les paramètres en $\lambda_{i,i}$:

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{\sum_{i=4}^6 \lambda_{i,i} \det(e_1, \dots, e_k)}{d\Omega_o} \quad (\text{A.30})$$

$$\underbrace{=}_{\text{eq. A.11}} \frac{\sum_{i=4}^6 \lambda_{i,i} d\Omega_t}{d\Omega_o} \quad (\text{A.31})$$

$$= \frac{\sum_{i=4}^6 \lambda_{i,i} = \frac{\partial \frac{de_i}{dt}}{\partial e_i} d\Omega_t}{d\Omega_o} \quad (\text{A.32})$$

$$= \frac{d\left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right) d\Omega_t}{d\vec{p} d\Omega_o} \quad (\text{A.33})$$

Ce qui nous donne bien l'équation A.24.

Ce résultat nous permet d'écrire la dérivée 2 :

$$\text{dérivée 2} = f \frac{d\left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right)}{d\vec{p}} d\Omega_t \quad (\text{A.34})$$

Calcul de la dérivée totale : Nous reprenons les équations A.13, A.15 et A.34 :

$$\frac{dn_{d\Omega}}{dt} = \underbrace{\frac{df(\Phi, \Psi, t)}{dt}}_{\text{dérivée 1}} \underbrace{Jd\Omega_o}_{=d\Omega_t} + \underbrace{f(\Phi, \Psi, t) \frac{dJ}{dt}}_{\text{dérivée 2}} d\Omega_o \quad (\text{A.35})$$

$$\text{dérivée 1} = \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \vec{F} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} \quad (\text{A.36})$$

$$\text{dérivée 2} = f \frac{d\left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right)}{d\vec{p}} d\Omega_t \quad (\text{A.37})$$

Et ainsi, nous avons l'équation suivante :

$$\frac{dn_{d\Omega}}{dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \frac{d\vec{p}}{dt} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} + \frac{d\left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right)}{d\vec{p}} f \right) d\Omega_t \quad (\text{A.38})$$

Or, nous savons que :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} + \frac{d\left(\frac{d\vec{p}}{dt}\right)}{d\vec{p}} f = \frac{d\left(\vec{F} f\right)}{d\vec{p}} \quad (\text{A.39})$$

Ce qui nous permet de calculer $\frac{dn_{d\Omega}}{dt}$:

$$\frac{dn_{d\Omega}}{dt} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \frac{\partial\left(\vec{F} f\right)}{\partial \vec{p}} \right) d\Omega_t \quad (\text{A.40})$$

Calcul de $\frac{dn_{d\Omega}}{dt}$

Nous avons calculé $\frac{dn_{d\Omega}}{dt}$ en fonction de f , mais ce que l'on remarque, c'est que cette variation est uniquement le fait des collisions $\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{coll}$ et des sources extérieures $Q(\vec{x}, \vec{p}, t)$. Nous avons donc

$$\frac{dn_{d\Omega}}{dt} = \left(\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{coll} + Q \right) d\Omega_t \quad (\text{A.41})$$

Pour justifier ce point, il faut reprendre le théorème de Liouville : dans des conditions parfaites, en suivant $d\Omega_t$ (dont l'hypervolume peut changer en fonction des forces non conservatives), il n'y a pas d'échanges de particules, donc $\frac{dn_{d\Omega}}{dt} = 0$. Le cas non parfait provient de l'insertion de nouvelles particules dans notre volume, soit par collisions, soit par création, d'où l'équation A.41.

Remarque Si l'on suit deux éléments de volume connexe ($d\Omega_1$ et $d\Omega_2$), que se passe-t-il lorsque les forces extérieures font que ces éléments de volume se dilatent ? Le problème est assez important, car on pourrait penser que l'échange de particules entre ces 2 éléments fait intervenir une nouvelle fonction source, et donc injecterait un nouveau paramètre dans A.41, rendant notre démonstration fautive. En réalité, dans un plasma non collisionnel (et sans source extérieure), les éléments de volume ne peuvent pas échanger de particules, cela fait partie de leur définition. Autrement dit, le plasma est incompressible lorsque l'on prend chaque $d\Omega_i$ comme unité de volume (unité de volume local lorsque l'on a des forces non conservatives). Les seuls échanges entre 2 éléments de volumes connexes se font donc par collisions dans un plasma réel.

Boltzmann généralisé

En remarquant le $\frac{dn_{d\Omega}}{dt}$ commun entre les équations A.40 et A.41, et en les fusionnant, il vient tout de suite :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{x}} + \frac{\partial (\vec{F} f)}{\partial \vec{p}} = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{coll} + Q \quad (\text{A.42})$$

qui est la formulation de l'équation de Boltzmann généralisée. On remarque que par rapport à la formulation classique, seul \vec{F} change de position et rentre dans la divergence par rapport à \vec{p} .

Annexe B

Observation coordonnée de Vénus

Cette annexe reprend un rapport interne sur l'observation coordonnée de Vénus en Juin 2007. Le mauvais temps nous a empêché d'avoir des observations correctes. Mais nous avons pu simuler les observations qui auraient pu être faites dans ces conditions. Les auteurs sont G. Gronoff, J. Lilensten, M. Bathélemy, C. Simon, R. Cabanac, H. Menager.

B.1 Abstract

context. despite the recent spicav measurements onboard venus express (vex), many atmospheric emissions remain not well understood or unobserved in venus thermosphere. we have recently extended a model of the venus ionosphere to compute many dayglow and nightglow emission rates.

aims. we took part in the official ground based observation joint with vex in two ways. first, we modeled the emission lines of the thermosphere during that period. secondly, we performed for the first time venusian upper atmosphere observations with the spectrometer narval at telescope bernard lyot (tbl; pic du midi, observatoire midi pyrénées). our goals were two fold : to retrieve our modeling of the red (6300) and green (5577) oxygen lines, and to check the possible polarization of the red line.

methods. the narval instrument was operated in both polarimetric and spectroscopic modes to observe high-resolution spectra of venus limbs.

results. from our model, the expected intensities were 105 r for the nightside green line and 10 r for the nightside red line. the weather conditions prevented us to fulfill our observation schedule. during the limited number of observations, the red and green line intensity levels hardly exceed the noise level. the statistics is not good

enough to use standard signal processing methods like passband filters, preventing an indubitable detection.

conclusions. this first experiment will be followed by other surveys in order to check the behavior of the thermospheric red and green oxygen lines.

B.2 Introduction

Thermospheric glows are strongly linked to the solar activity, and are key observations to understand the space planetary environments. For Venus, Pioneer Venus Orbiter (PVO), space observatories like Astro-2 [40] and SPICAV onboard Venus Express [13] have been observing UV or visible emission lines.

A recent modeling effort allowed to explain many emission lines and bands [54], including the red and green oxygen emissions. Concerning the latter, this study showed that there are still grant uncertainties remaining regarding its nightglow mechanism. In parallel, recent terrestrial measurements [91] have shown that the red line emission can be polarized. The polarization degree and intensity vary with the energy of impacting electrons, allowing a detection of the thermospheric perturbations due to the solar activity.

In this paper, we will briefly describe our modeling and give the intensity values of the emission expected during the official joint ground based/VEX campaign. We then describe the experimental set up for the Narval instrument at the Telescope Bernard Lyot (TBL ; Pic du Midi, Observatoire Midi Pyrénées). We show the results of the observations and discuss the difficulties encountered.

B.3 Modeling of the Venus nightglow and dayglow during the official joint Campaign

The production of ions and excited states is based on a terrestrial kinetic transport code [88]. The Venusian version is fully described in Gronoff et al. [53] and Gronoff et al. [54]. It consists of the computation of the primary excitation and ion productions due to photoabsorption, and of the secondary productions due to electron impact. A steady-state chemical model allows to compute the densities and the emission rates. Resonant and fluorescent scattering are also taken into account for optically thin lines. Optically thick lines cannot be taken into account for the moment, as they request a radiative transfer model still under development. Loss rates include chemistry, spontaneous relaxation and quenching. The inputs are a EUV/XUV solar flux model [145, 146, 147] extended to Ly $_{\alpha}$ line [18], and a thermospheric model [59]

taking into account CO_2 , N_2 , CO , O , and N . The O_2 concentration is taken from [45], H comes from Hartle et al. [57]. At night, it is necessary to model the electron precipitation. Because of the absence of a magnetosphere, these fluxes are generally of low energy [136]. In the following, we use the precipitation spectra from [136].

The model accounts for emission lines of the atomic and molecular oxygen, the carbon oxide and dioxide, the nitric oxide and the molecular nitrogen.

The first atomic oxygen lines is the red line (a triplet at 6300, 6363, and 6391) due to the deactivation $\text{O}(^1D) \rightarrow \text{O}(^3P)$. We also take into account the green line $\text{O}(^1S) \rightarrow \text{O}(^1D)$ at 5577 (with a proportional multiplet at 2976), and the 1304 and 1356 multiplet ($\text{O}(^3S)$). Moreover, a fraction of the atoms in the $\text{O}(^1S)$ state at the origin of the green line emits at 2972 , and a line can be seen at 8446 ($\text{O}(^3P) \rightarrow \text{O}(^3S)$ transition). Finally, the 1356 – 1359 doublet of $\text{O}(^5S)$ is also computed. The origin of the nightside green line is still debated. Two reactions have been used in the literature : the Barth mechanism [9] which is a three-body reaction, and the chemical reaction $\text{N} + \text{O}_2^+ \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}(^1S)$ Frederick et al. [48], Kopp et al. [73]. These two mechanisms give similar results and are both able to explain the observations. However, they do not occur at the same altitude, the Barth mechanism being a mesospheric reaction while the Fredercik/Kopp mechanism is an ionospheric one. An altitude intensity profile of the green line emission would allow discriminate between these two reactions. In the following, we will show results of both reactions. The Cameron and fourth positive bands of CO (between 1200 and 2800) are the major features of the dayside UV spectrum of Venus. The Cameron bands come from the $\text{CO}(a^3\Pi) \rightarrow \text{CO}(X^1\Sigma)$ transition. The fourth positive bands system comes from the allowed transition between the excited state $\text{CO}(A^1\Pi)$ and the $\text{CO}(X^1\Sigma)$ state. Since fluorescent scattering is not considered, $\text{CO}(A^1\Pi)$ can only be computed on the nightside.

CO_2^+ emits in the UV the $\text{CO}_2(B^2\Sigma_u^+)$ doublet the Fox-Duffendack-Barker band deactivation of the $\text{CO}_2^+(A^1\Pi_u)$ state to the ground level). Both of these transitions are allowed, and resonant scattering is not negligible. The doublet emission at 2883 – 2896 comes from the deactivation of the $\text{CO}_2^+(B^2\Sigma_u^+)(0,0,0)$ state to the ground level. The resonant scattering of this transition is negligible [43].

The N_2 emission lines have not yet been observed in the Venusian airglow, but are expected to be weak considering the low N_2 abundance. N_2 emits mostly in the first positive band ($\text{N}_2(B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+)$ allowed transition) in the 6000 – 7500 range, and the second positive band ($\text{N}_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$) in the 3200 – 3800 range. Several N_2 systems are also modeled : Vegard Kaplan, Lyman-Birge-Hopfield (LBH) and Birge-Hopfield (BH). The first one comes from the $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+)$ transition. It emits

in the 1500 – 6500 range. The second one ($N_2(a^1\Pi_g - X^1\Sigma_g^+)$ transition) emits in the 1273 – 2190 range. The BH system ($N_2(b^1\Pi_g - X^1\Sigma_g^+)$) emits in the 950 – 1700 range.

The first negative band ($N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$) at 3991 and 4278 originates in an allowed ion transition and the Meinel band ($N_2^+(A^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$) emits in the range 6400 – 8000 . Both are modeled in the dayside, but the Meinel band is only computed at night since photoionisation and fluorescent scattering are not taken into account in the simulation.

O_2 and NO emissions are mostly mesospheric, with a production peaking at around 100 km. O_2 Herzberg II bands [129, 84, 43, 134, 62] and NO γ and δ bands [43, 62] are the most intense in the nightglow spectrum [43].

B.4 Results of the modeling during the official joint campaign

During the campaign, around June, 5 2007 the sun was quiet ($F_{107} = 70$, $F_{107av} = 70$). For the nightside no data exists yet, we have neither the UV fluxes of the precipitating electrons or the density of O_2^+ . The O_2^+ density can be of major importance [54] to understand the Venusian nightglow. We use [136] spectrum for the electron precipitation, and O_2^+ density profiles based on PVO data. In that paper, we only show four major emissions : CO($a^3\Pi$) (Cameron band), CO($a^1\Pi$) (Fourth positive band), O(1S) (producing both the green line at 5577 and the UV line at 2972), O(1D) (producing the red line triplet at 6300, 6363, and 6391

The CO Cameron bands are intense between 1900 and 2700 . They come from the CO($a^3\Pi$) \rightarrow CO($X^1\Sigma$) transition. Fluorescent scattering is negligible, and it is a metastable state (lifetime 8 ms, Fox and Bougher [43] and references therein). Thus, we only consider radiative deactivation for this state.

The production sources taken into account are : dissociation through electron impact on CO₂, CO₂ photodissociation, CO₂⁺ dissociative recombination, and Electron impact on CO.

The CO fourth positive bands system emits between 1200 and 2800 , and is intense between 1300 and 1800 [43]. It comes from the allowed transition between CO($A^1\Pi$) and CO($X^1\Sigma$). 90% of the dayside production of the upper state comes from the fluorescent scattering of the Ly $_{\alpha}$ line by the $v' = 14$ progression [43, 68, 69]. In our model, the fluorescent scattering has not yet been implemented, thus our simulation is only valid at night. The production sources taken into account are : dissociation through electron impact on CO₂, CO₂ photodissociation, CO₂⁺

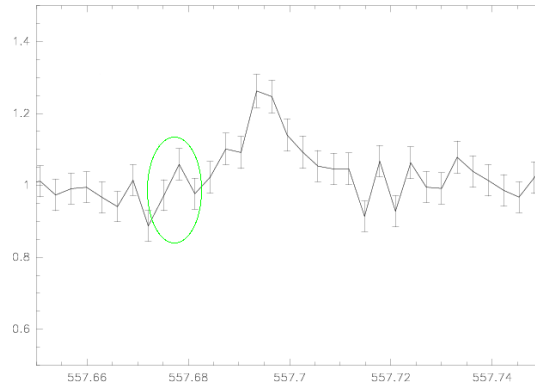


FIG. B.1 – Venus' major emissions : CO Cameron band (upper panel), CO Fourth positive band (medium panel), O green and red lines (bottom panel). Full line : red line, dashed : green line (including the Kopp/Frederick mechanism, see text), dotted : green line from the Barth mechanism. Left : Dayside. Right : Nightside

dissociative recombination, and electron impact on CO.

The O red line, a triplet at 6300, 6363, and 6391 comes from the deactivation of the $O(^1D)$ state. This state is metastable, thus the computation of the quenching is needed. The production mechanisms of the $O(^1D)$ state are : electron-impact on O, Dissociative recombination of O_2^+ , O_2 photodissociation, thermal electron impact on O, cascading from $O(^1S)$ state, $N(^2D) + O_2$, $N^+ + O_2$, dissociative recombination of CO^+ , quenching of the $O(^1S)$ state that produce $O(^1D)$, CO_2 photodissociation. The loss mechanisms are : radiative transitions, quenching by O_2 , O, N_2 , thermal electrons, CO_2 , CO.

The deactivation of the $O(^1S)$ oxygen state creates the green line $O(^1S) \rightarrow O(^1D)$ at 5577 and the 2972 emission ($O(^1S) \rightarrow O(^3P)$). The branching ratio is 94% for the green line and 6% for 2972 . Because both transitions are forbidden, the state is metastable and we have to compute the quenching factors. The production mechanisms of the $O(^1S)$ state are : electron-impact on O, dissociative recombination of O_2^+ , collisional deactivation of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, O_2 photodissociation, Barth mechanism (or alternative reaction : $N+O_2^+$ [73], CO_2 photodissociation, electron-impact on CO_2). The loss mechanisms are : radiative transitions (to $O(^1D)$ and $O(^3P)$), quenching by O_2 , O, CO, CO_2 , N_2 , and electron-impact.

At Earth, the Barth mechanism [9] is at the origin of the mesospheric green line emission. This mechanism is a three body process, followed by an excitation transfer : $O + O + M \rightarrow O_2^* + M$; $O_2^* + O \rightarrow O_2 + O(^1S)$. At Venus, the Barth mechanism can be possible if the intermediate state is not fully quenched. There is also another

reaction possible, the Kopp Frederick one, which needs laboratory confirmation [54].

For the CO Cameron bands, the dayside simulation for the international campaign gives a value of 22.8 kR, of which 6.9 kR come from CO₂ photodissociation, 9.1 kR come from CO₂ electron impact dissociation, 5.7 kR come from electron impact on CO, and 1.1 come from dissociative recombination of CO₂⁺. The nightside simulation gives a value of 30 R of which 7.5 R come from CO₂ electron impact dissociation, 22.5 R come from electron impact on CO. For the CO Fourth positive bands, the dayside simulations give a value of 900 R of which 280 R come from CO₂ photodissociation, 110 R come from electron impact on CO₂, 310 R from electron impact on CO and 200 R on CO₂⁺ dissociative recombination. At night, the emission is very small (1.5 R) and is mainly due to electron impact on CO. For the O red line, the dayside simulated intensity is 1750 R for the 6300, 550 for the 6360 and 0.15 for the 6390 lines. 86.5% of the excitation comes the CO₂ photodissociation, 9% from O₂ photodissociation, 2.5% from O(¹S) deactivation, and 2% from electron impact on O₂ (and O) For the nightside, the intensity is 10 R for the 6300, and 5.5 R for the 6360 lines. 55% of the excitation comes from the O₂⁺ dissociative recombination, 35% from O(¹S) deactivation (quenching and radiative transition), and 10% from electron impact on O.

O(¹S) produces 95 kR (105 R) at 5577 and 6 kR (6.5 R) at 2972 during the day (night). 85% of the dayside excitation comes from the CO₂ and O₂ photodissociation, 8% from the CO₂ electron impact dissociation, 2% from O₂⁺ dissociative recombination, 1% from O electron impact excitation and 1% from N₂(A³Σ_u⁺) deactivation by O, 3% from minor processes. Both Barth and Frederick/Kopp mechanisms could be responsible for the major part (90%) of the green nightglow emission. In a smaller extent, the O(¹S) states are also populated by other processes, namely the dissociative recombination of O₂⁺, the electron impact on CO₂, and the electron impact on O in decreasing order of importance.

Altitude profiles for these emissions on both day and nightside are plotted in Fig.B.1.

B.5 Observations with TBL/Narval

B.5.1 Goals of the observation

Based on the description above, the primary scientific goal of the TBL/Narval observations was to confirm our modeling, and detect (for the first time) the oxygen red line in the upper atmosphere of Venus. However, we had an additional goal. In a recent paper, we showed that the terrestrial thermospheric red line could be polari-

zed [93]. Indeed, when the source is energetic particle impact (protons or electrons), the presence of a magnetic field imposes a collimated pitch angle. In this case, one may expect a polarized emission because the excitation source is anisotropic. This happens during nighttime with a larger probability when the energies of the incoming particles are relatively homogeneous and close to the excitation threshold (1.96 eV). In order to reach such low energies at the relevant altitudes, the incoming electrons must have a few tens to a few hundreds of electron volts on top of the terrestrial atmosphere, which is more likely in the cusp. This polarization is expected to occur perpendicular to the magnetic field line. We then built a Steerable Polarization Photometer (SPP) at Longyearbyen, Svalbard featuring two one-inch photometer tubes fitted with two similar front lenses and two similar narrow band 630.0 nm interference filters. Furthest out, a linear polarization filter was mounted at the front of channel 1 in a rotator. This configuration allowed to measure the total intensity with one channel, and to discover the polarization of the thermospheric red line with the second channel. We observed a polarization almost permanently perpendicular to the magnetic field with a varying rate up to six percent [91].

Of course, there is no intrinsic magnetic field at Venus. However, the question may still be addressed : in this case, the interplanetary magnetic field would be the anisotropy driver. The polarization axis would then allow to determine how the interplanetary magnetic field wraps around the planet.

TBL/Narval first observations were not aimed at reaching such a precision at the polarization degree, but at creating a basis for further investigation. Indeed, Narval and its twin instrument ESPaDoNS (Canada-France-Hawaii Telescope) are the only ground-based instruments able to measure weak magnetic field measurements.

B.5.2 Description of Narval observation modes

Narval is an echelle spectropolarimeter mounted on the 2-m TBL. Narval is designed with two modules. A polarimetric module mounted at the Cassegrain focus of the telescope analyses the polarisation properties in a 2.8-arcsec circular aperture. The polarisation is measured through a triplet of achromatic Fresnel Rhomboedres $\lambda/2$ - $\lambda/4$ - $\lambda/2$ that can analyse simultaneously each Stokes parameters in two polarisation states. A birefringent blade (Wollaston) at the end of the polarimetric module divides the polarisation states into separate beams and sends them to the echelle spectrograph module through a set of optical fiber bundles. The polarimetric module also houses the calibration unit allowing observers to make the required flat fields, wavelength calibration (Thorium), order-check (Fabry-Perot) for automated reduction. The echelle spectrograph is located in a thermalized room below the teles-

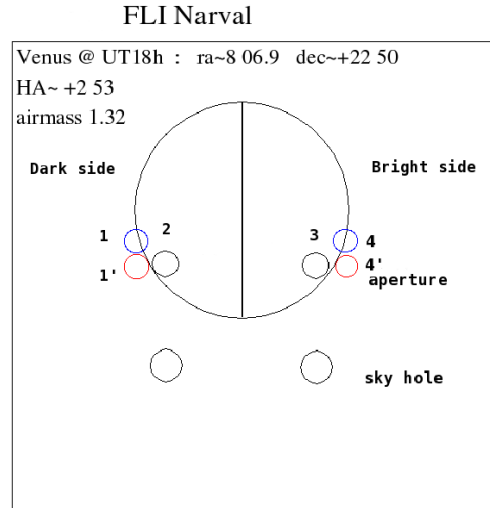


FIG. B.2 – Drawing of the Narval aperture positions from 1 to 4' on the limb of Venus

cope and is optimized to cross-disperse 40 orders spanning a quasi-continuous range of 340-1100nm at an average resolution of 65,000. Narval can be used in 3 observing modes, a simple spectroscopic mode (SPEC6) where the polarimetric module is disabled and the circular beam is sliced into a slit shape, at which the resolution of the instrument is the highest (80,000). The second mode is a polarimetric mode (POL3), where the spectrograph slicer re-images the two polarisation outputs of the polarisation module into two channels, reducing the resolution to 65,000. A second spectroscopic mode is provided for faint objects (SPEC3). In that mode the sky emission is sampled through a secondary (sky) aperture, the polarimeter is disabled, and the spectrograph is used in its polarimetric configuration (65,000), devoting one channel to the science object and one channel to the sky emission.

Spectroscopic observations are performed through single exposures, whereas polarimetric measurements require series of 4 exposures at different position angles in order to lift degeneracies in the Stokes parameters derivation.

The observation follow-ups of Venus are summarised in Table 1.

Observations are processed using the automated software Libre-Esprit written by Jean-François Donati [35] and provided by TBL. The output of Libre-Esprit is an ASCII table of the 40 optimally extracted orders concatenated together. In SPEC3 mode the tables have 5 columns, (1) Wavelength, (2) Total flux normalised to the continuum, (3) Sky emission, (4) Flux-sky, (5) Error spectrum per wavelength bin.

TAB. B.1 – Spectropolarimetric follow-up of Venus with Narval

date/UT	mode	location	exp. time	comments ¹
2007-06-13/19 :40	SPEC3	bright Limb	5s	3
2007-06-13/19 :50	SPEC3	dark limb	300s	1
2007-06-13/20 :00	SPEC3	bright Limb	60s	4'
2007-06-27/20 :15	POL3 V	dark limb	4×10s	1
2007-06-27/20 :30	POL3 Q	dark limb	4×10s	1
2007-06-27/20 :45	POL3 Q	dark limb	4×120s	1'
2007-06-27/20 :45	POL3 U	dark limb	4×120s	1'

In POL3 mode, 6 columns are provided, (1) Wavelength, (2) Intensity spectrum, (3) Stokes parameter Q, U (linear) or V (circular), (4) and (5) are *null* spectra for detection of polarisation artefacts [35], (6) Error spectrum per wavelength bin.

B.5.3 Results

The weather conditions during the international campaign period (and especially during the Messenger fly-by) were unfortunately stormy and cloudy. A few observations were taken the days after, but we were not able to continue the observations in July because Venus was too close to sun. Therefore, it was not possible to perform a statistical analysis to decrease the signal/noise ratio. For these reasons, it has not been possible to detect any polarisation (too much noise). We worked especially on the detection of both green line and red lines. On the dayside, due to the detector saturation and the lack of data, it was not possible to observe anything but Earth's atmospheric absorption. For the nightside, we obtain a noisy signal (Fig. B.3 and Fig. B.4). We clearly see Earth's green and red line emissions which are located at the exact expected wavelength while the Venusian are shifted in wavelength due to the Doppler effect (the motion of Venus along the Earth-Venus axis is about 15 km.s^{-1} toward the Earth). On figures B.3 and B.4, we pointed the expected Venusian emission wavelengths. On both cases, there is a peak but it is almost not distinguishable from the noise. Therefore, we cannot conclude.

B.6 Conclusions

Our participation to the international campaign consisted of two tasks : modeling and observations with Narval. The model allows to compute several lines which can be compared to UV and visible spectra. Unfortunately, the weather conditions prevented us to perform the comparison in the visible range with the Narval instrument.

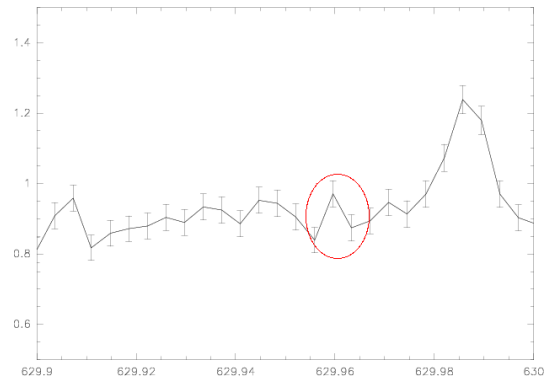


FIG. B.3 – Observations of the nightside red line intensity (arbitrary units) at the limb versus wavelength . Error bars refer to the statistical errors computed automatically. However, this does not take into account effects such as Earth’s atmospheric absorption

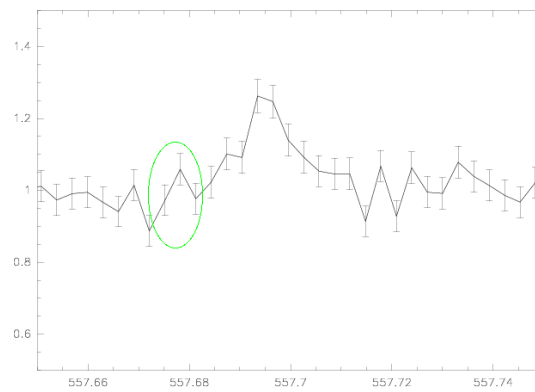


FIG. B.4 – Observations of the nightside green line intensity (arbitrary units) at the limb versus wavelength . Same remark as the previous figure for error bars.

Additional observations are planned.

Annexe C

La planéterrella

C.1 Présentation

La planéterrella est un simulateur d'aurores boréales basé sur le principe de la Terrella de Birkeland (XIX^{ème}S), mais dont les améliorations permettent d'explorer des concepts inconnus de Birkeland, notamment les interactions entre planètes et satellites, ou les relations d'une exoplanète géante avec le vent de son étoile extrêmement proche. L'idée originale, qui consiste notamment à utiliser plusieurs sphères posées, et non plus une seule suspendue, a été développée par J. Liliensten, avec le bureau d'étude du SERAS-CNRS [90, 91]. Cette expérience m'a permis de faire plus que du travail théorique pendant ma thèse, puisque j'ai pu ainsi voir les émissions de l'azote moléculaire (voir la section 3.2), et aussi l'influence des lignes de champ magnétique sur le trajet des électrons (voir la partie II). Je me suis particulièrement intéressé aux types d'émissions de la planéterrella, et ceci en utilisant un spectromètre LhiresIII, qui m'a permis de faire des comparaisons plus poussées avec la théorie.

Dans l'absolu, l'expérience, très intéressante visuellement, a été de nombreuses fois montrées au grand public (par moi, Jean, ou d'autres doctorants), notamment dans les fêtes de la science, pour plusieurs manifestations au planétarium de Vaulx en Velin...

C.1.1 Le principe

Dans une enceinte en plexiglas dans laquelle on fait le vide, deux boules en aluminium aimantées (deux aimants en terre rare de l'ordre de 0.5 T sont positionnés à l'intérieur) sont posées sur un socle, et reliées par des câbles à l'extérieur de l'enceinte. Une potence soutenant une buse en aluminium reliée elle aussi à l'extérieur

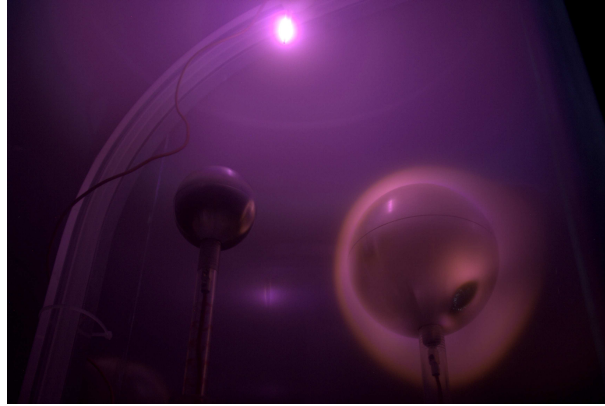


FIG. C.1 – Visualisation de l’ovale auroral sur la grosse sphère. La buse, en haut de la photo, émet des électrons vers celle-ci.

est également située dans l’enceinte. Lorsque le vide est suffisant (de l’ordre de $5 \cdot 10^{-1}$ mBar, soit 50 Pa), une tension (de quelques centaines de Volts) appliquée entre 2 éléments (les deux boules ou la boule et la buse) crée un plasma (ou des états excités des atomes et molécules présentes) très facilement visible par sa fluorescence. En effet, le canon à électrons ainsi créé ionise et excite le gaz présent qui entre en fluorescence grâce au peu de collisions dues à la faible pression. A cause du champ magnétique des boules, les électrons sont confinés dans des trajectoires correspondant au trajet des électrons dans la magnétosphère. Dans la configuration principale de Birkeland, qui peut être facilement refaite dans la planéterrella, la buse envoie le vent solaire, et une des boules correspond à la terre. Pour être plus précis, la buse correspond au point de reconnexion magnétique situé en queue de la magnétosphère, et non au soleil en lui-même. Comme nous le verrons par la suite, la comparaison avec la magnétosphère de la Terre n’est qu’une analogie.

C.1.2 Les configurations principales et leur interprétation

Nous avons étudié le comportement de la planéterrella dans des dizaines de positions. Les effets varient beaucoup en fonction de la position relative des deux boules. Dans les observations suivantes, nous parlerons de notre configuration standard : la petite boule dans l’axe de la buse, son champ magnétique perpendiculaire à celui-ci ; la grosse boule de côté, son champ magnétique incliné de 30° . Une des premières observations, indépendante de toute configuration, est la couleur des émissions. Celui-ci apparaît plutôt rose ou violet. On a pu déterminer que le rose provenait de l’azote excité, et le violet de l’azote ionisé excité (voir C.3. De manière pratique, ces cou-

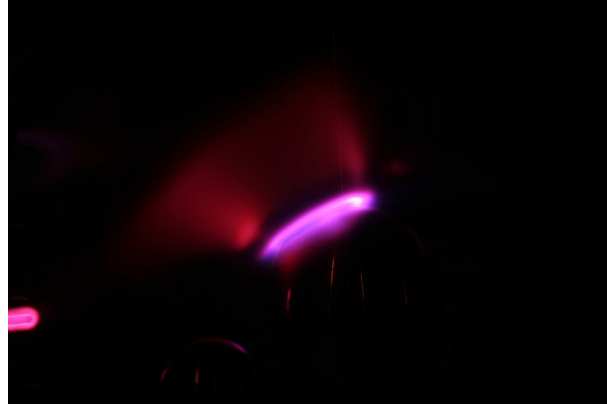


FIG. C.2 – Jet de la grosse sphère vers la buse. Lorsque la pression est assez importante, il est possible de visualiser l’émission de la grosse sphère vers la buse (ou la petite sphère) sous cette forme.

leurs permettent de déterminer la position de la cathode et de l’anode : la cathode est plutôt violette car les électrons ont plus d’énergie (l’échappement du métal est une barrière, et ils doivent obtenir plusieurs dizaines d’électron-volts pour la franchir). L’anode est elle plutôt rose : les électrons sont réaccélérés dans sa périphérie, mais pas au point d’ioniser efficacement car ils entrent en collision avec le gaz présent (il n’y a pas de barrière de potentiel). Lorsque la pression est vraiment basse, de l’ordre de 10^{-2} mBar, l’interprétation est plus difficile : les émissions paraissent blanches. En faisant une photographie à long temps de pose, on est alors capable de voir les couleurs.

Les configurations classiques (de Birkeland)

Lorsque l’on utilise qu’une seule boule de la planéterrella en plus de la buse, nous obtenons les configurations classiques. En se basant sur les polarités, on voit que seules deux configurations sont possibles, mais certains phénomènes dépendent fortement de la pression :

- **Buse en tant que cathode, et boule en tant qu’anode.** Dans cette configuration, qui a fait comprendre les ovales auroraux à Birkeland, les électrons sont émis par la buse (qui correspond alors au point de reconnexion à la queue de la magnétosphère) et vont vers la boule de manière presque similaire aux électrons précipitant vers la terre. En fonction de la pression, on observe alors :
 - Pression “haute” ($\approx 8 \cdot 10^{-1}$ mBar) : un point lumineux sur la boule, correspondant au meilleur trajet pour les électrons.

- Pression “moyenne” ($\approx 1 \cdot 10^{-1}$ mBar) : les ovales auroraux commencent à se former. On voit que ces ovales sont reliés entre eux par une couche passant par l'équateur. Le côté face à la buse est toujours le plus brillant.
- Pression “basse” ($\approx 1 \cdot 10^{-2}$ mBar) : les ovales auroraux sont bien visible, et la couche à l'équateur ressemble fortement à une ceinture (de Van Allen). Ces observations ont été faites avec la petite boule. Avec la grande, des observations identiques nécessitent moins de pression, et il est alors difficile de voir les configurations (car moins de pression implique moins d'émetteurs et donc moins de luminosité).
- **Buse en tant qu'anode et petite boule en tant que cathode** : configuration en “anneaux de Saturne”. Lorsque l'on fait l'inversion de polarité, la petite boule émet les électrons qui ont tendance à tourner sur son plan équatorial. On voit alors la boule entourée d'un disque qui fait penser aux anneaux de Saturne¹.
- **Buse en tant qu'anode et grande boule en tant que cathode** : configuration en “jet stellaire”. Pour des raisons d'échelle, lorsque la grand boule émet les électrons, ils ont tendance à partir d'un ovale situé en direction de la buse. Lorsque l'on fait varier la pression, il apparaît au dessus de l'ovale auroral (violet) un cône (rose) en direction de la buse. C'est ce que l'on attendrait des vents stellaires d'une étoile fortement magnétisée.

Une autre configuration classique est la suppression de l'aimant d'une boule mise à la cathode, on a alors une configuration de type “lampe à plasma”, que Birkeland avait injustement interprétée comme l'analogie du bouillonnement à la surface du Soleil. Nous ne nous sommes pas concentrés sur cette configuration.

Par contre, une expérience que la planéterrella nous permet facilement est la simulation d'Uranus. Cette planète à son axe de rotation incliné de presque 90° par rapport à l'écliptique, et donc, il arrive que ses pôles (autant magnétiques que géographiques) soient dirigés vers le Soleil². Nous avons spécialement simulé un pôle de saturne dirigé vers la buse, on observe alors du plasma allant directement à l'intérieur de l'ovale auroral (comme c'est observé sur la planète). En parallèle, nous observons un ovale auroral du côté opposé, expérience qui n'a pas pu être effectuée pour Uranus.

¹C'est d'ailleurs l'interprétation erronée des anneaux de Saturne par Birkeland. Alors qu'à la même époque, Maxwell avait trouvé la solution : les anneaux sont composés de blocs de glace, qui sont actuellement photographiés par la sonde Cassini.

²Les pôles magnétiques sont inclinés de 59° par rapport aux pôles géographiques, et le jour dure de l'ordre de 17 heures ; il y a donc de nombreuses configurations possibles en un jour uranien.



FIG. C.3 – Petite boule configurée en mode Uranus, nous voyons la formation d’un ovale auroral du côté opposé au “Soleil”. La buse est en haut de la photo.

Les configurations planéterrella

Dans cette partie, nous étudierons les configurations qui font de la planéterrella un sujet d’expérience unique : les interactions entre deux boules chargées et magnétisées. Mais aussi le fait de pouvoir envoyer directement du plasma sur une des boules.

- **Grosse boule en cathode, petite boule en anode.** Ici, la grosse boule envoie des électrons, par ses ovales, vers la petite boule qui se pare alors d’ovales auroraux. Cette configurations est celle d’une étoile fortement magnétisée avec une exoplanète très proche.
- **Petite boule en cathode, grande boule en anode.** Dans cette configuration la petite boule envoie les électrons sur la grosse. On voit d’abord l’anneau de courant autour de la petite boule, mais celui-ci est déformé aux abords de la grande boule, qui se pare d’une ceinture de Van Allen et d’ovales auroraux. Cette configuration permet de voir très facilement des “jets” de la petite boule vers la grosse boule. En effet, il y a des décharges (étincelles provenant des irrégularités ou du dépôt d’huile de la pompe) sur la petite boule. Ces décharges envoient des électrons sur la grosse boule, et on peut voir en partie la déformation de ces “jets” dans le champ magnétique. Cette configuration correspond à une planète géante et son satellite. Par exemple Io en éruption envoyant de la matière (et donc du plasma puisque cette matière s’ionise) vers Jupiter.

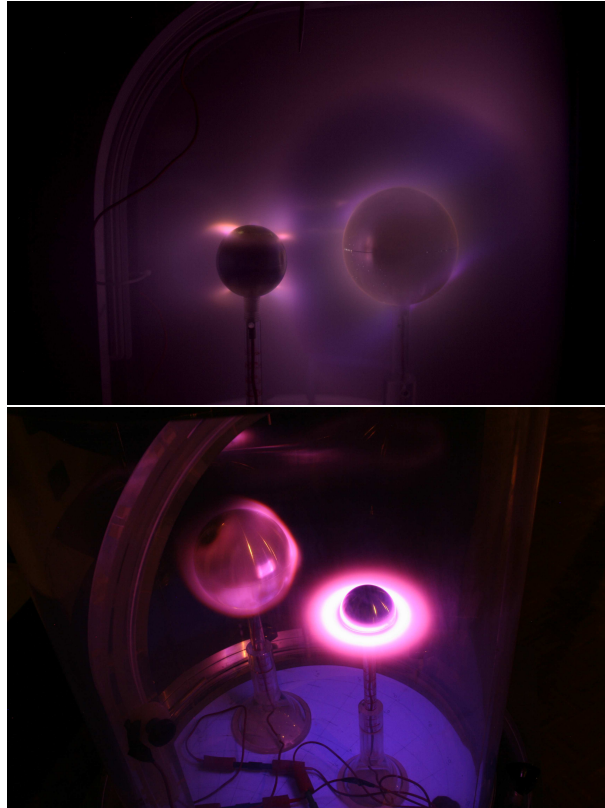


FIG. C.4 – La planeterrella en fonctionnement, sur la première photo, la grosse sphère émet vers la petite, créant ainsi des ovales auroraux au nord et au sud. Sur la seconde photo, la petite sphère émet, d’où la configuration en “anneaux de Saturne”, vers la grosse sphère sur laquelle on peut visualiser un ovale auroral. On remarque sur ces photos que la visualisation de l’ovale est différente en fonction de la taille de la sphère.

C.1.3 Les limitations

Les limitations principales de la planétrerella pour simuler les aurores peuvent se ranger en deux catégories, celles qui correspondent à l’analogie magnétosphérique, et celles qui ont attrait au gaz.

Bien que frustrante pour le grand public qui ne peut voir ni le rouge, ni le vert caractéristique de l’oxygène atomique, ce second type est le moins problématique. En effet, pour voir quelque chose dans la planétrerella, qui est une enceinte limitée, il faut une intensité suffisante. Dans notre expérience pour le grand public (50 Pa d’air), nous excitons les bandes de l’azote et de l’azote ionisé, ce qui offre une émission volumique suffisante pour observer correctement les ovales auroraux dans des conditions de luminosité correctes (il faut être dans une pièce la plus sombre possible). Voir les émissions de l’oxygène atomique nécessiterait de mettre de l’oxygène atomique dans une pression suffisamment faible pour que celui-ci ne soit pas atténué (par collisions). Outre le fait qu’utiliser de l’oxygène atomique soit extrêmement dangereux³, le noir nécessaire, le temps d’adaptation pour observer du vert et l’augmentation de la taille de la planétrerella sont totalement rédhibitoires.⁴

En ce qui concerne la simulation du trajet électronique, la limitation principale est bien sûr l’obligation de faire une différence de potentiel entre les différents éléments pour pouvoir arracher des électrons. Nous n’avons donc pas d’aurores à cause du plasma et de reconnexion magnétique. Dans certaines conditions de pression très faible (par rapport à notre pompe primaire, ce qui correspond à du Pascal), on arrive à créer une “vraie” aurore lorsque le champ magnétique de la boule non reliée au potentiel agit sur le plasma dans l’enceinte, celui-ci étant créé par un champ électrique entre la boule et la buse⁵. Ceci uniquement dans le sens du trajet des électrons dans la magnétosphère, mais il ne faut pas oublier l’absence de particules chargées positivement initialement en mouvement. Une autre limitation⁶ est l’absence de gradient de pression autour des sphères, et plus généralement de gradient gravitationnel. Le principal problème est que les électrons interagissent sur tout le trajet, ce qui est un avantage pour visualiser le mouvement, mais les chocs, qui ralentissent les électrons, ont un effet non négligeable sur le trajet, comme le démontrent les changements de positions lorsque l’on fait varier la pression. Un des problèmes qui peuvent se poser est la création de trajets privilégiés par création de plasma sur ceux-ci : lorsque l’on fait une expérience à une certaine pression, les électrons suivent un trajet et ionisent

³sauf si celui-ci provient de la dissociation de O_2 par impact électronique dans l’enceinte, mais vient alors le problème de la concentration de N, beaucoup plus forte...

⁴pour nos moyens, et pour le grand public.

⁵Plus la pression est faible, plus le plasma (et la fluorescence) est étendu à l’enceinte

⁶quasi-impossible à dépasser comme dans le cas précédent

le gaz sur celui-ci. Si on change la pression entre-temps, le fait qu'il y ait un plasma favorise le trajet des électrons et donc, alors qu'à une nouvelle pression on devrait avoir d'autres trajets (ou plus de trajets possibles), la planéterrella garde (souvent) un trajet principal qui correspond au précédent déformé. L'observation de cette "mémoire" des trajets a été faite de nombreuses fois, mais l'interprétation en terme de plasma n'a pas encore été entièrement validée. D'autres limitations, moins graves, sont l'absence de dynamique (rotation de la planète) et, bien sûr, le facteur d'échelle. Sur Terre, le couplage entre le vent solaire, le champ magnétique et la rotation de la planète font varier la position de l'ovale auroral. Mais comme notre buse ne simule que le point de reconnexion, le problème ne se fait pas sentir. Et finalement, si on utilise des aimants terre rare au lieu d'électroaimants, on doit mettre un aimant à chaque pôle des boules, et alors le champ n'est plus dipolaire.

On peut donc affirmer que la planéterrella est très intéressante du point de vue de la physique des plasmas et de l'interaction plasma-champs magnétiques (dipolaires ou non). Elle illustre correctement les relations entre magnétosphère et vent solaire, mais ne peut pas se substituer à une expérience plus réaliste ou mieux, à l'observation in-situ pour ce qui est de l'observation exacte des phénomènes. Elle peut par contre être d'une aide précieuse pour la compréhension des phénomènes, comme cela l'a été pour la Terrella de Birkeland.

C.2 Techniques et problèmes liés au vide

Pour un bon fonctionnement, la pression dans l'enceinte de la planéterrella doit être en dessous de $8 \cdot 10^{-1}$ mBar, et doit être contrôlable. Nous sommes encore dans un cas de vide primaire, mais de nombreux paramètres ne doivent pas être négligés pour ne pas compromettre l'expérience.

C.2.1 Schéma technique de l'enceinte et du système de pompage

Nous voyons, sur la figure C.5 la planéterrella en état de fonctionnement : l'enceinte est bien visible, et on peut voir à travers les boules et la buse. Sur la figure C.6, nous voyons correctement les boules, dont une est ouverte pour montrer la position de l'aimant, ainsi que la potence et la buse. Ce schéma permet de voir la sortie d'air (pour le pompage), et, en rouge, le système permettant de faire passer la haute tension : c'est par des fils passant ici que les boules et la buse sont reliés au générateur, qui se situe donc en dehors de l'enceinte. Sur la figure C.7, nous voyons la sortie

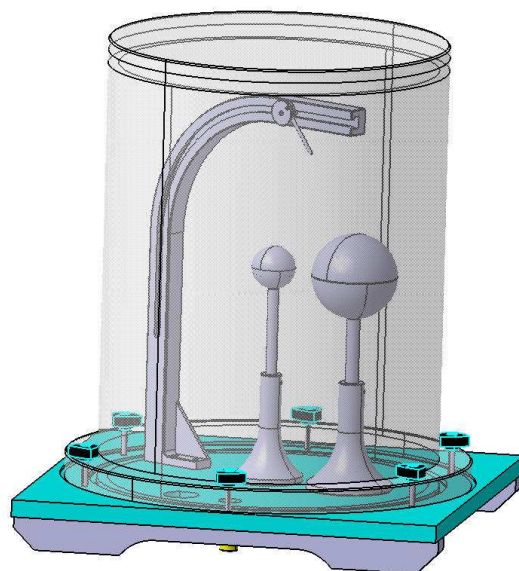


FIG. C.5 – La planéterrella en état de fonctionnement (nous ne voyons pas le tuyau relié à la pompe pour faire le vide)

d'air et l'entrée d'électricité de l'autre côté de la plaque. Finalement, sur la figure C.8, nous voyons le système proche de la configuration d'Uranus : la buse envoie les électrons en direction du pôle magnétique de la boule.

C.2.2 Le choix des matériaux, des éléments, et leur impact sur le vide et la tension

Le premier problème, lorsque l'on a une enceinte reliée à une pompe à vide, est de savoir quelle pression on peut atteindre et en combien de temps. Vient ensuite le problème des fuites. Dans le cas de la planéterrella, les matériaux sont à prendre en compte. En effet, pour des raisons pratiques, nous n'avons pas pu utiliser exclusivement des matériaux optimisés pour le vide. L'enceinte devait en effet soutenir le vide et permettre à la lumière visible de passer tout en bloquant les rayonnements dangereux (UV). De plus, son prix ne devait pas être prohibitif. Le plexiglas s'est révélé le meilleur matériau pour satisfaire à ces contraintes. Pourtant, une difficulté persiste dans la tenue au vide : le plexiglas absorbe facilement l'eau, il faut donc dégazer l'eau de l'enceinte pour obtenir le meilleur vide possible. De plus, certaines questions se posent au niveau de la porosité des collages nécessaires à la mise en

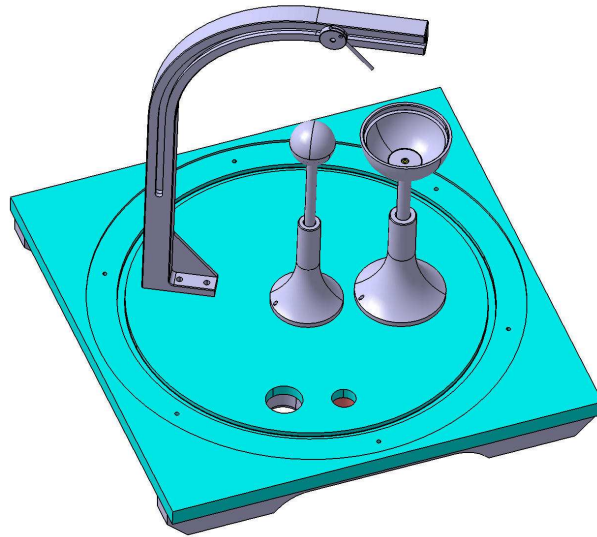


FIG. C.6 – La planéterrella sans l’enceinte, nous voyons les boules, dont une est ouverte, et les entrées-sorties dans la plaque.

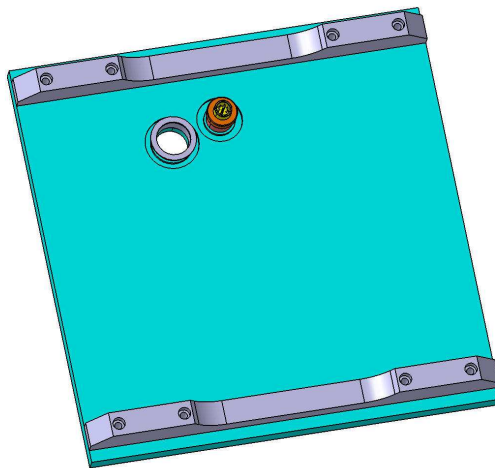


FIG. C.7 – La plaque de la planéterrella, l’autre partie sensible (la première étant l’enceinte) : elle doit être solide, mais permettre une ouverture pour le pompage, ainsi que l’installation d’un système pour transférer l’électricité.

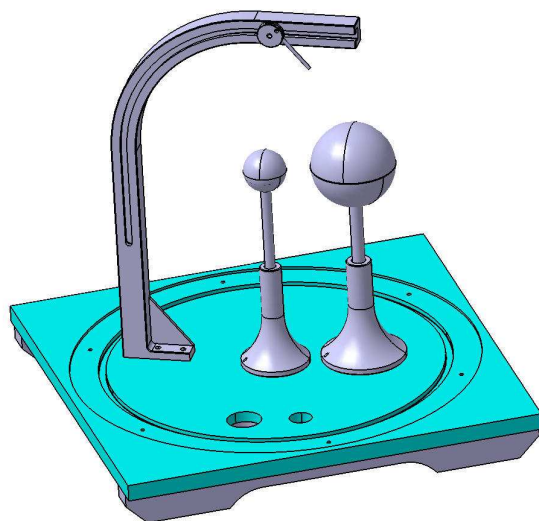


FIG. C.8 – La planéterrella en mode Uranus (sans l'enceinte)

forme de l'enceinte. Les autres parties utilisées pour le système de vide sont le socle et la tuyauterie vers la pompe. Cette dernière étant optimisée pour le vide, les seuls problèmes sont ceux résultant de microfissures à la suite de chocs⁷ ; mais aussi du mauvais serrage des joints toriques. Les points faibles du socle sont à la jointure avec l'enceinte en plexiglas et au niveau du trou ouvert pour amener les fils électriques nécessaires à l'obtention du plasma. Au niveau de l'expérience en elle-même, les boules, creuses, ne sont pas étanches et l'air n'est donc pas enfermé à l'intérieur, ce qui aurait pu entraîner un dégazage. Les jointures des fils, en mousse, doivent par contre dégazer. Elles sont pourtant indispensables car elles évitent qu'une création de décharge entre les fils (ou leurs jointures) supprime la tension entre les boules et la buse. Un autre problème qui peut être extrêmement gênant au niveau de l'électricité provient du générateur : si celui-ci crée une tension non flottante, c'est à dire entre la terre et la phase, alors, comme la pompe est reliée à la terre, il peut y avoir une décharge entre le système (buse ou boules), et le tuyau relié à la pompe à vide.

Entretien des éléments de l'enceinte

Lorsque la planéterrella est déplacée, il faut nettoyer à l'éthanol les joints et les jointures. Par contre, l'enceinte en plexiglas ne peut pas être nettoyé par ce

⁷Nous avons dû faire face à une fissure dans un adaptateur entre la pompe et le système de remise à l'air.

procédé car l'éthanol attaque le plexiglas. Lorsque le système montre des difficultés à descendre à 10^{-2} mBar, il faut détecter les fuites.

Techniques de détection de fuites ou de dégazage

Pour déterminer si l'on a une fuite ou un dégazage, la meilleure technique est de calculer le temps de remontée de la pression au sein de l'enceinte⁸. Si la remontée en pression est linéaire dans le temps, nous avons une fuite, si elle est logarithmique, nous avons un dégazage. Pour le vide primaire que nous avons, lorsque l'on a une fuite, nous devons isoler le système en cause en mettant des bouchons aux jointures des éléments suspects. Avec un meilleur vide (en dessous du Pascal, soit $= 10^{-2}$ mBar dans notre système), d'autres techniques auraient pu être utilisées comme le reniflage d'un gaz traceur (comme l'hydrogène ou l'hélium).

C.2.3 La pompe primaire

Nous avons utilisé une pompe à vide primaire, à huile. Son entretien et son utilisation sont simples : il suffit de mettre de l'huile dans le système quand il en manque, les variations de pression qu'elle peut subir sans dommages sont largement inférieures à celles du capteur de pression. La difficulté du système à huile est l'arrêt de la pompe : celui-ci ne doit pas avoir lieu quand la pompe est reliée au vide, sinon l'huile remonte dans l'enceinte et un nettoyage complet est nécessaire. (Cette étape prenait trois semaines à Birkeland, et quelques heures pour nous).

C.2.4 Problèmes liés à l'huile

Si la pompe est arrêtée alors qu'elle est reliée à une enceinte est sous vide, alors nous avons vu que l'huile remonte dans l'enceinte et qu'un nettoyage extrêmement frustrant s'avère nécessaire. Mais lorsque l'on est prudent, les effets principaux de l'huile adviennent lorsque la pression est au plus bas pour la pompe primaire. En effet, celle-ci étant constituée de palettes tournant dans un bain d'huile, un facteur limitant de la baisse de pression est la pression de vapeur saturante de l'huile. Pour notre pompe, cette pression est de l'ordre de 10^{-6} mBar à 65° . Ce qui est largement au dessus de la pression minimale que l'on a atteint, qui est voisine de $7 \cdot 10^{-3}$ mBar à température ambiante. Pourtant, même dans ces conditions, de l'huile remonte dans l'enceinte. Dans ce cas, la planéterrella en fonctionnement réagit avec cette huile.

⁸Quand le système est désolidarisé de la pompe, c'est à dire que l'on a une vanne entre la pompe à vide et le système

Un des effets intéressant est la croissance moléculaire des résidus de fragmentation de l'huile (par impact électronique), un peu comme dans l'atmosphère de Titan. Ces molécules géantes ont tendance à se condenser sur les boules, les noircissant. Deux solutions s'offrent à nous, la plus logique est de casser le vide, ouvrir l'enceinte et de nettoyer les boules avec de l'éthanol. La plus subtile⁹, est de créer une petite fuite pour faire rentrer de l'air (autour d'une pression de $5 \cdot 10^{-1}$ mBar) tout en continuant à faire fonctionner la planéterrella. L'oxygène de l'air se dissocie par impact électronique, et il réagit avec le carbone des molécules. Il y a donc combustion (à froid) des molécules géantes par l'oxygène atomique. Au bout de quelques minutes, la boule ainsi traitée est de nouveau propre.

C.3 L'étude spectroscopique des émissions

Une étude préliminaire des émissions de la planéterrella peut être vue en figures C.9 et C.10. Les différences les plus visibles entre le spectre de la figure C.9, qui correspond à un spectre de cathode, et la figure C.10, qui correspond à un spectre d'anode, sont les deux raies à 3914 \AA et 4278 \AA . Elles correspondent aux deux raies les plus importantes de la première bande négative de l'azote ionisé (voir partie 3.2). Les autres raies dans le rouge proviennent principalement de la première bande positive de l'azote neutre (la bande de Vegard-Kaplan est atténué dans ces conditions de pression). Une étude plus poussée de cette bande est nécessaire pour faire une interprétation plus poussée, et vérifier la présence d'autres émissions (notamment en provenance d' O_2^+). Une des améliorations planifiée de la planéterrella est la mise en place de fibre optique dans l'enceinte pour observer les émissions dans l'UV sans être gênés par le plexiglas.

C.4 Conclusion

Bien que n'étant qu'une analogie, la planéterrella n'en est pas moins un outil très précieux pour la diffusion au grand public des problèmes d'aéronomie. C'est aussi un outil polyvalent pour l'enseignement puisque l'on peut illustrer des problèmes de physique atomique (émissions lumineuses), d'électromagnétisme et de physique des plasmas. Le tout est attesté par le succès de cette manipulation lors de ses présentations au public ainsi que par les copies qui sont réalisées un peu partout.

Le fait que la planéterrella nous permette de faire notamment des prévisions sur la présence d'un ovale auroral du côté nocturne d'Uranus (quand elle est dans une

⁹merci Roland

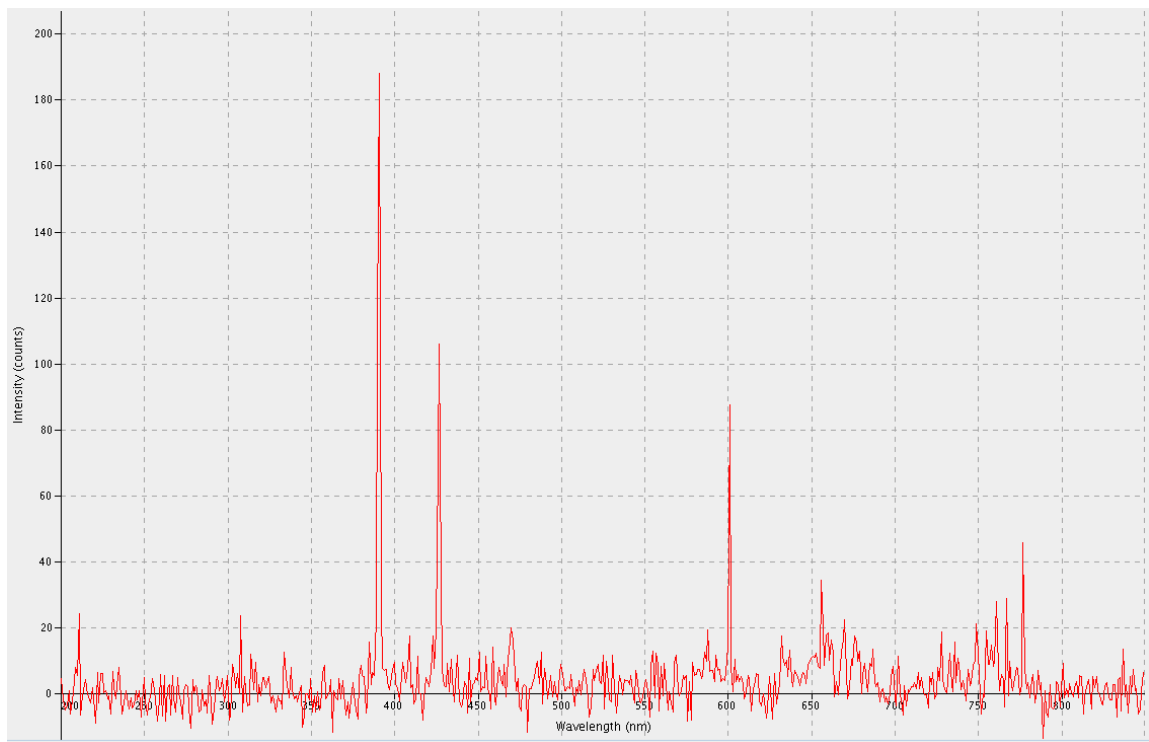


FIG. C.9 – Spectre de la buse lorsque celle-ci est en émission (couleur bleue)

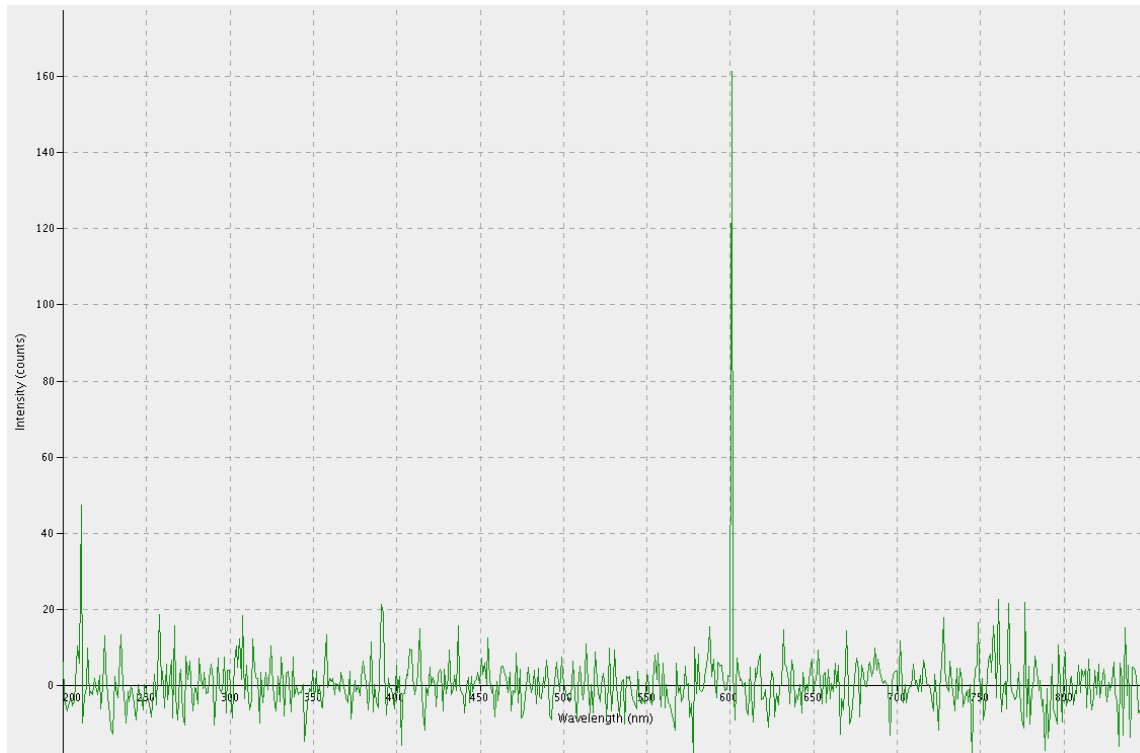


FIG. C.10 – Spectre de l'ovale auroral sur la petite sphère. Celle-ci reçoit donc les électrons.

bonne configuration) est aussi la preuve que l'on n'a pas exploré toute la puissance de cette manipulation. Les prochaines améliorations de la manipulation devraient permettre d'explorer plus en détail les émissions de Mars avec l'ajout d'une entrée de gaz.

Bibliographie

- [1] K. Agren, J. E. Wahlund, R. Modolo, D. Lummerzheim, M. Galand, I. Müller-Wodarg, P. Canu, W. S. Kurth, T. E. Cravens, R. V. Yelle, . J. H. Waite, Jr., A. J. Coates, G. R. Lewis, D. T. Young, C. Bertucci, and M. K. Dougherty. On magnetospheric electron impact ionisation and dynamics in Titan's ram-side and polar ionosphere - a Cassini case study. *Annales Geophysicae*, 25 : 2359–2369, nov 2007. doi : 10.1029/2004AJ010592.
- [2] J. Ajello. Emission cross section of CO_2 by electron impact in the interval 1260 – 4500 Å. *J. Chem. Phys.*, 55 :3158, 1971.
- [3] J. Ajello. Emission cross section of CO by electron impact in the interval 1260 – 5000 Å. *J. Chem. Phys.*, 55 :3169, 1971.
- [4] Christian Alcaraz, Christophe Nicolas, Roland Thissen, Jan Zabka, and Odile Dutuit. $^{15}N^+ + CD_4$ and $O^+ + ^{13}CO_2$ State-Selected Ion and Molecule Reactions Relevant to the Chemistry of Planetary Ionosphere. *The Journal of Physical Chemistry A*, 108(45) :9998–10009, 2004. doi : 10.1021/jp0477755. URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/jp0477755>.
- [5] L. Andrey. Note concerning the paper “the rate of entropy change in non-hamiltonian systems”. *Physics Letters A*, 114 :183–184, feb 1986. doi : 10.1016/0375-9601(86)90201-X.
- [6] C. Arridge, L Gilbert, G. Lewis, E. Sittler, G. Jones, D Kataria, A. Coates, and D Young. The effect of spacecraft radiation sources on electron moments from the Cassini CAPS Electron Spectrometer. *Planet. Space Sci.*, 2009. doi : doi:10.1016/j.pss.2009.02.011.
- [7] S. V. Avakyan and et al. , editors. *Collision processes and excitation of UV emission from planetary atmospheric gases : a handbook of cross sections*, 1998.

- [8] Banks and Kockart. *Aeronomy*. 1973.
- [9] C. A. Barth and A. F. Hildebrandt. The 5577 Å Airglow Emission Mechanism. *J. Geophys. Res.*, 66 :985, mar 1961.
- [10] S. J. Bauer, L. M. Brace, . H. A. Taylor, Jr., T. K. Breus, and A. J. Kliore. The Venus ionosphere. *Adv. Sp. Res.*, 5 :233–267, 1985. doi : 10.1016/0273-1177(85)90203-0.
- [11] L. W. Beegle, J. M. Ajello, G. K. James, D. Dziczek, and M. Alvarez. High resolution emission spectroscopy of the $A^1\Pi - X^1\Sigma^+$ fourth positive band system of CO excited by electron impact. *A&A*, 347 :375–390, jul 1999.
- [12] W. Benesch, J. T. Vanderslice, S. G. Tilford, and P. G. Wilkinson. Franck-Condon Factors for Observed Transitions in N_2 above 6 eV. *ApJ*, 143 :236, jan 1966. doi : 10.1086/148494.
- [13] 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 Durry, 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, Volume 55, Issue 12, p. 1673-1700.*, 55, 2007. doi : 10.1016/j.pss.2007.01.016.
- [14] E. Biemont and C. J. Zeippen. Electric dipole transitions in atomic oxygen and the lifetimes of the $2p^3(^4S^0)3s^5S^0$ and $^3S^0$ states. *A&A*, 265 :850–856, nov 1992.
- [15] W. J. Borucki and R. C. Whitten. Influence of high abundances of aerosols on the electrical conductivity of the Titan atmosphere. *Planet. Space Sci.*, 56(1) : 19–26, 2008. doi : 10.1016/j.pss.2007.03.013.
- [16] W. J. Borucki, Z. Levin, R. C. Whitten, R. G. Keesee, L. A. Capone, A. L. Summers, O. B. Toon, and J. Dubach. Predictions of the electrical conductivity and charging of the aerosols in Titan’s atmosphere. *Icarus*, 72 :604–622, dec 1987. doi : 10.1016/0019-1035(87)90056-X.

-
- [17] W. J. Borucki, R. C. Whitten, E. L. O. Bakes, E. Barth, and S. Tripathi. Predictions of the electrical conductivity and charging of the aerosols in Titan's atmosphere. *Icarus*, 181(2) :527–544, 2006. doi : 10.1016/j.icarus.2005.10.030.
- [18] L. Bossy. Solar indices and solar UV-irradiances. *Planet. Space Sci.*, 31 : 977–985, sep 1983. doi : 10.1016/0032-0633(83)90089-2.
- [19] S. W. Bougher, D. M. Hunten, and R. G. Roble. CO_2 Cooling in Terrestrial Planet Thermospheres. *Earth Moon and Planets*, 67 :31–33, 1995.
- [20] S. W. Bougher, S. Rafkin, and P. Drossart. Dynamics of the Venus upper atmosphere : Outstanding problems and new constraints expected from Venus Express. *Planet. Space Sci.*, 54(13-14) :1371–1380, 2008. doi : 10.1016/j.pss.2006.04.023.
- [21] A. L. Broadfoot, D. B. Hatfield, E. R. Anderson, T. C. Stone, B. R. Sandel, J. A. Gardner, E. Murad, D. J. Knecht, C. P. Pike, and R. A. Viereck. N_2 triplet band systems and atomic oxygen in the dayglow. *J. Geophys. Res.*, 102 : 11567–11584, jun 1997. doi : 10.1029/97JA00771.
- [22] R. A. Burger, M. S. Potgieter, and B. Heber. Rigidity dependence of cosmic ray proton latitudinal gradients measured by the Ulysses spacecraft : Implications for the diffusion tensor. *J. Geophys. Res.*, 105 :27447–27456, dec 2000. doi : 10.1029/2000JA000153.
- [23] R. A. Caballero-Lopez and H. Moraal. Limitations of the force field equation to describe cosmic ray modulation. *J. Geophys. Res.*, 109(A1), 2004. doi : 10.1029/2003JA010098.
- [24] L. A. Capone, R. C. Whitten, J. Dubach, S. S. Prasad, and W. T. Huntress, Jr. The lower ionosphere of Titan. *Icarus*, 28 :367–378, jul 1976.
- [25] S. Chapman. The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth part II. Grazing incidence . *Proceedings of the Physical Society*, 43 :483–501, sep 1931.
- [26] R. R. Conway. Spectroscopy of the Cameron bands in the Mars airglow. *J. Geophys. Res.*, 86 :4767–4775, jun 1981. doi : 10.1029/JA086iA06p04767.
- [27] T. E. Cravens, I. P. Robertson, J. Clark, J.-E. Wahlund, J. H. Waite, S. A. Ledvina, H. B. Niemann, R. V. Yelle, W. T. Kasprzak, J. G. Luhmann, R. L.

- McNutt, W.-H. Ip, V. De La Haye, I. Müller-Wodarg, D. T. Young, and A. J. Coates. Titan's ionosphere : Model comparisons with Cassini Ta data. *Geophys. Res. Lett.*, 32(12), 2005. doi : 10.1029/2005GL023249.
- [28] T. E. Cravens, I. P. Robertson, S. A. Ledvina, D. Mitchell, S. M. Krimigis, and J. H. Waite. Energetic ion precipitation at Titan. *Geophys. Res. Lett.*, 35(3), 2008. doi : 10.1029/2007GL032451.
- [29] T. E. Cravens, I. P. Robertson, J. H. Waite, R. V. Yelle, V. Vuitton, A. J. Coates, J.-E. Wahlund, K. Agren, M. S. Richard, V. de La Haye, A. Wellbrock, and F. M. Neubauer. Model-data comparisons for Titan's nightside ionosphere. *Icarus*, 199(1) :174–188, 2009. doi : 10.1016/j.icarus.2008.09.005.
- [30] D. Crisp, V. S. Meadows, B. Bézard, C. de Bergh, J. P. Maillard, and F. P. Mills. Ground-based near-infrared observations of the Venus nightside : 1.27 – μm $\text{O}_2(a\Delta_g)$ airglow from the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 101 :4577–4594, 1996. doi : 10.1029/95JE03136.
- [31] F. Culot, C. Lathuillère, J. Lilensten, and O. Witasse. The OI 630.0 and 557.7nm dayglow measured by WINDII and modeled by TRANSCAR. *Annales Geophysicae*, 22 :1947–1960, jun 2004. doi : 1432-0576/ag/2004-22-1947.
- [32] A. H. Delsemme. Photodissociation of CO_2 into CO plus $\text{O}(^1D)$. pages 515–523, 1980.
- [33] L. Desorgher, E. O. Flückiger, M. Gurtner, M. R. Moser, and R. Bütikofer. Atmocosmics : a Geant 4 Code for Computing the Interaction of Cosmic Rays with the Earth's Atmosphere. *International Journal of Modern Physics A*, 20 : 6802–6804, 2005. doi : 10.1142/S0217751X05030132.
- [34] J. P. Doering, E. E. Gulcicek, and S. O. Vaughan. Electron impact measurement of oscillator strengths for dipole-allowed transitions of atomic oxygen. *J. Geophys. Res.*, 90 :5279–5284, jun 1985. doi : 10.1029/JA090iA06p05279.
- [35] J. F. Donati, M. Semel, B. D. Carter, D. E. Rees, and A. Collier Cameron. Spectropolarimetric observations of active stars. *MNRAS*, 291 :658, nov 1997.
- [36] J. W. Dreyer, D. Perner, and C. R. Roy. Rate constants for the quenching of $N_3(A^3\Sigma_u^+, v_A = 0--8)$ by CO , CO_2 , NH_3 , NO , and O_2 . *J. Chem. Phys.*, 61 (8) :3164–3169, 1974. URL <http://link.aip.org/link/?JCP/61/3164/1>.

- [37] J. Dubach, R. C. Whitten, and J. S. Sims. The lower ionosphere of Venus. *Planet. Space Sci.*, 22 :525–536, apr 1974. doi : 10.1016/0032-0633(74)90087-7.
- [38] S. T. Durrance. The carbon monoxide fourth positive bands in the Venus dayglow. I - Synthetic spectra. *J. Geophys. Res.*, 86 :9115–9124, oct 1981. doi : 10.1029/JA086iA11p09115.
- [39] M. Eidelsberg, A. Jolly, J. L. Lemaire, W. L. Tchang-Brillet, J. Breton, and F. Rostas. Experimental determination of the band oscillator strengths of the $CO(A^1\Pi(11 \leq v' \leq 23) - X^1\Sigma^+(v'' = 0))$ made at the LURE-SuperACO synchrotron facility. *A&A*, 1999.
- [40] P. D. Feldman, E. B. Burgh, S. T. Durrance, and A. F. Davidsen. Far-Ultraviolet Spectroscopy of Venus and Mars at 4 Å Resolution with the Hopkins Ultraviolet Telescope on Astro-2. *ApJ*, 538 :395–400, jul 2000. doi : 10.1086/309125.
- [41] M. O. Fillingim, L. M. Peticolas, R. J. Lillis, D. A. Brain, J. S. Halekas, D. L. Mitchell, R. P. Lin, D. Lummerzheim, S. W. Bougher, and D. L. Kirchner. Model calculations of electron precipitation induced ionization patches on the nightside of Mars. *Geophys. Res. Lett.*, 34(12), 2007. doi : 10.1029/2007GL029986.
- [42] J. L. Fox. The red and green lines of atomic oxygen in the nightglow of Venus. *Adv. Sp. Res.*, 10 :31–36, 1990. doi : 10.1016/0273-1177(90)90162-S.
- [43] J. L. Fox and S. W. Bougher. Structure, luminosity, and dynamics of the Venus thermosphere. *Space Sci. Rev.*, 55 :357–489, feb 1991.
- [44] J. L. Fox and A. Dalgarno. Ionization, luminosity, and heating of the upper atmosphere of Venus. *J. Geophys. Res.*, 86 :629–639, feb 1981. doi : 10.1029/JA086iA02p00629.
- [45] J. L. Fox and K. Y. Sung. Solar activity variations of the Venus thermosphere/ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 106 :21305–21336, October 2001. doi : 10.1029/2001JA000069. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=2001JGR...10621305F&db_key=AST.
- [46] J. L. Fox and G. A. Victor. O^{++} in the Venusian ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 86 :2438–2442, apr 1981. doi : 10.1029/JA086iA04p02438.

- [47] P. Franceschi, R. Thissen, J. Zabka, J. Roithova, Z. Herman, and O. Dutuit. Internal energy effects in the reactivity of CO_2^+ doubly charged molecular ions with CO_2 and CO . *Int. J. Mass Spectrom.*, 228 :507–516, 2003.
- [48] J. E. Frederick, D. W. Rusch, W. E. Sharp, G. A. Victor, P. B. Hays, and H. C. Brinton. The O I /5577-A wavelength/ airglow - Observations and excitation mechanisms. *J. Geophys. Res.*, 81 :3923–3930, aug 1976.
- [49] Gastao S. F. Frederico and Delfim F. M. Torres. Nonconservative Noether's Theorem in Optimal Control. *NO.W*, 07 :109, 2007. URL <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:math/0512468>.
- [50] M. Galand, J. Lilensten, D. Toubanc, and S. Maurice. The Ionosphere of Titan : Ideal Diurnal and Nocturnal Cases. *Icarus*, 140 :92–105, jul 1999. doi : 10.1006/icar.1999.6113.
- [51] E. P. Gentieu and J. E. Metall. Cross sections for production of the $CO(A^1\Pi-X^1\Sigma)$ fourth positive band system and $O(^3S)$ by photodissociation of CO_2 . *J. Chem. Phys.*, 58 :4803, 1972.
- [52] L. J. Gleeson and W. I. Axford. Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays. *ApJ*, 154 :1011, dec 1968. doi : 10.1086/149822.
- [53] G. Gronoff, J. Lilensten, C. Simon, O. Witasse, R. Thissen, O. Dutuit, and C. Alcaraz. Modelling dications in the diurnal ionosphere of Venus. *A&A*, 465 (2) :641–645, 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20065991.
- [54] G. Gronoff, J. Lilensten, C. Simon, M. Barthélemy, F. Leblanc, and O. Dutuit. Modelling the Venusian airglow. *A&A*, 482(3) :1015–1029, 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20077503.
- [55] E. E. Gulcicek, J. P. Doering, and S. O. Vaughan. Absolute differential and integral electron excitation cross sections for atomic oxygen. VI - The 3P - 3P and 3P - 5P transitions from 13.87 to 100 eV. *J. Geophys. Res.*, 93 :5885–5889, jun 1988.
- [56] M. Hamelin, C. Béghin, R. Grard, J. J. López-Moreno, K. Schwingenschuh, F. Simões, R. Trautner, J. J. Berthelier, V. J. G. Brown, M. Chabassière, P. Falkner, F. Ferri, M. Fulchignoni, I. Jernej, J. M. Jeronimo, G. J. Molina-Cuberos, R. Rodrigo, and T. Tokano. Electron conductivity and density profiles derived from the mutual impedance probe measurements performed during the

- descent of Huygens through the atmosphere of Titan. *Planet. Space Sci.*, 55 (13) :1964–1977, 2007. doi : 10.1016/j.pss.2007.04.008.
- [57] R. E. Hartle, T. M. Donahue, J. M. Grebowsky, and H. G. Mayr. Hydrogen and deuterium in the thermosphere of Venus : Solar cycle variations and escape. *J. Geophys. Res.*, 101 :4525–4538, 1996. doi : 10.1029/95JE02978.
- [58] A. E. Hedin. Erratum : Correction to “Global Empirical model of the Venus Thermosphere[Journ. Geophys. Res. 88, 73-83, (1983)]. *J. Geophys. Res.*, 88 :6352–6352, aug 1983. doi : 10.1029/JA088iA08p06352.
- [59] A. E. Hedin, H. B. Niemann, W. T. Kasprzak, and A. Seiff. Global empirical model of the Venus thermosphere. *J. Geophys. Res.*, 88 :73–83, jan 1983. doi : 10.1029/JA088iA01p00073.
- [60] J. Hohmann, G. Müller, G. Schönnenbeck, and F. Stuhl. Temperature-dependent quenching of $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ by H_2 , D_2 , CO_2 , HN_3 , DN_3 , $HNCO$ and $DNCO$. *Chemical Physics Letters*, 217 :577–581, jan 1994.
- [61] P. Honvault, M. Gargaud, M. C. Bacchus-Montabonel, and R. McCarroll. Recombination of O^{2+} ions by electron capture from atomic hydrogen in photoionized nebulae. *A&A*, 302 :931, oct 1995.
- [62] D. L. Huestis and T. G. Slanger. New perspectives on the Venus nightglow. *J. Geophys. Res.*, 98 :10839, jun 1993.
- [63] D. L. Huestis and T. G. Slanger. Cross Sections and Yields of $O(^1S)$ and $O(^1D)$ in Photodissociation of H_2O and CO_2 . In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, pages 62–20, sep 2006.
- [64] Y. Itikawa. Cross Sections for Electron Collisions With Carbon Dioxide. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 31 :749, sep 2002. doi : 10.1063/1.1481879.
- [65] T. James. Transition moments, Franck-Condon factors, and lifetimes of forbidden transitions. Calculation of the intensity of the cameron system of CO . *J. Chem. Phys.*, 55 :4118, 1971.
- [66] R. Johnsen and M. A. Biondi. Measurements of the reaction rates of O^{++} ions with N_2 and O_2 at thermal energy and their ionospheric implications. *Geophys. Res. Lett.*, 5 :847, oct 1978.

- [67] E. Kallio and P. Janhunen. Atmospheric effects of proton precipitation in the Martian atmosphere and its connection to the Mars-solar wind interaction. *J. Geophys. Res.*, 106 :5617–5634, apr 2001. doi : 10.1029/2000JA000239.
- [68] T. Kassal. Resonant fluorescent scattering of solar radiation by the fourth positive band system of *CO*. *APPLIED OPTICS*, 14 :1513, 1975.
- [69] T. T. Kassal. Scattering of solar Lyman alpha by the 14.0 band of the fourth positive system of *CO*. *J. Geophys. Res.*, 81 :1411, mar 1976. doi : 10.1029/JA081i007p01411.
- [70] S. Katsumata, H. Shiromaru, K. Mitani, S. Iwata, and K. Kimura. Photoelectron angular distribution and assignments of photoelectron spectra of nitrogen dioxide, nitromethane and nitrobenzene. *Chemical Physics*, 69 :423–431, 1982.
- [71] M. Kimura, J. P. Gu, G. Hirsch, and R. J. Buenker. Electron capture in collisions of $O^{2+}(^3P)$ ions with He atoms at energies below 10 keV : The effect of metastable $O^{2+}(^1D)$ ions. *Phys. Rev. A*, 53 :4164–4168, jun 1996. doi : 10.1103/PhysRevA.53.4164.
- [72] Avydas J. Kliore, Andrew F. Nagy, Essam A. Marouf, Richard G. French, F. Michael Flasar, Nicole J. Rappaport, Aseel Anabtawi, Sami W. Asmar, Daniel S. Kahann, Elias Barbini, Gene L. Goltz, Don U. Fleischman, and David J. Rochblatt. First results from the Cassini radio occultations of the Titan ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 113(A9), 2008. doi : 10.1029/2007JA012965.
- [73] J. P. Kopp, J. E. Frederick, D. W. Rusch, and G. A. Victor. Morning and evening behavior of the F region green line emission - Evidence concerning the sources of $O(^1S)$. *J. Geophys. Res.*, 82 :4715–4719, oct 1977.
- [74] S. M. Krimigis, D. G. Mitchell, D. C. Hamilton, S. Livi, J. Dandouras, S. Jaskulek, T. P. Armstrong, J. D. Boldt, A. F. Cheng, G. Gloeckler, J. R. Hayes, K. C. Hsieh, W. H. Ip, E. P. Keath, E. Kirsch, N. Krupp, L. J. Lanzerotti, R. Lundgren, B. H. Mauk, R. W. McEntire, E. C. Roelof, C. E. Schlemm, B. E. Tossman, B. Wilken, and D. J. Williams. Magnetosphere Imaging Instrument (MIMI) on the Cassini Mission to Saturn/Titan. *Space Sci. Rev.*, 114 : 233–329, sep 2004. doi : 10.1007/s11214-004-1410-8.
- [75] L. Landau and E. Lifchitz. *Physique théorique Tome 1 : Mécanique.* ., 1964.

- [76] A. O. Langford, V. M. Bierbaum, and S. R. Leone. Auroral implications of recent measurements on $O(^1S)$ and $O(^1S)$ formation in the reaction of N^+ with O_2 . *Planet. Space Sci.*, 33 :1225–1228, oct 1985. doi : 10.1016/0032-0633(85)90078-9.
- [77] A. O. Langford, V. M. Bierbaum, and S. R. Leone. Branching ratios for electronically excited oxygen atoms formed in the reaction of N^+ with O_2 at 300 K. *J. Chem. Phys.*, 84 :2158–2166, feb 1986. doi : 10.1063/1.450377.
- [78] P. Lavvas, R. Yelle, and V. Vuitton. The detached haze layer in Titan’s mesosphere. *Icarus*, 2009. doi : 10.1016/j.icarus.2009.01.004.
- [79] P. P. Lavvas, A. Coustenis, and I. M. Vardavas. Coupling photochemistry with haze formation in Titan’s atmosphere, Part II : Results and validation with Cassini/Huygens data. *Planet. Space Sci.*, 56(1) :67–99, 2008. doi : 10.1016/j.pss.2007.05.027.
- [80] P. P. Lavvas, A. Coustenis, and I. M. Vardavas. Coupling photochemistry with haze formation in Titan’s atmosphere, Part I : Model description. *Planet. Space Sci.*, 56(1) :27–66, 2008. doi : 10.1016/j.pss.2007.05.026.
- [81] G. M. Lawrence. Production of $O(^1S)$ from photodissociation of CO_2 . *J. Chem. Phys.*, 57 :5616–5617, 1972.
- [82] G. M. Lawrence. Photodissociation of CO_2 to produce $CO(a^3\Pi)$. *J. Chem. Phys.*, 56 :3435, 1972.
- [83] G. M. Lawrence and M. J. Ewan. Production of $O(^1S)$ from photodissociation of O_2 . *J. Geophys. Res.*, 78 :8314, 1973.
- [84] G. M. Lawrence, C. A. Barth, and V. Argabright. Excitation of the Venus night airglow. *Science*, 195 :573, feb 1977.
- [85] M. A. Lecompte, L. J. Paxton, and A. I. F. Stewart. Analysis and interpretation of observations of airglow at 297 NM in the Venus thermosphere. *J. Geophys. Res.*, 94 :208–216, jan 1989. doi : 10.1029/JA094iA01p00208.
- [86] J. Lilensten. *Resolution de l’equation de transport et applications dans le plasma ionospherique*. PhD thesis, INPG, 1989.
- [87] J. Lilensten and P. L. Blelly. *Du Soleil à la Terre*. Collection Grenoble Sciences, 1999.

- [88] J. Lilensten and P. L. Blelly. The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 64 :775–793, may 2002.
- [89] J. Lilensten, O. Witasse, C. Simon, H. Soldi-Lose, O. Dutuit, R. Thissen, and C. Alcaraz. Prediction of a N_2^{++} layer in the upper atmosphere of Titan. *Geophys. Res. Lett.*, 32(3), 2005. doi : 10.1029/2004GL021432.
- [90] J. Lilensten, M. Barthélemy, C. Simon, and P. Jeanjacquot. La Planeterrella, une expérience pédagogique en planétologie et physique des plasmas. *BUP*, 102 : 799–816, 2008.
- [91] J. Lilensten, M. Barthélemy, C. Simon, P. Jeanjacquot, and G. Gronoff. The Planeterrella, a pedagogic experiment in planetology and plasma physics. *Acta Geophysica*, page 56, dec 2008. doi : 10.2478/s11600-008-0079-x.
- [92] Jean Lilensten, Cyril Simon, Olivier Witasse, Odile Dutuit, Roland Thissen, and Christian Alcaraz. A fast computation of the diurnal secondary ion production in the ionosphere of Titan. *Icarus*, 174(1) :285–288, 2005. doi : 10.1016/j.icarus.2004.12.002.
- [93] Jean Lilensten, Cyril Simon, Mathieu Barthélémy, Joran Moen, Roland Thissen, and D. A. Lorentzen. Considering the polarization of the oxygen thermospheric red line for space weather studies. *Space Weather, Volume 4, Issue 11, CiteID S11002*, 4, 2006. doi : 10.1029/2006SW000228.
- [94] J Liouville. Sur la théorie de la variation des constantes arbitraires. *Journal de Mathématiques Pures et Appliquées*, 3 :342–349, 1838.
- [95] J. J. López-Moreno, G. J. Molina-Cuberos, M. Hamelin, R. Grard, F. Simões, R. Godard, K. Schwingenschuh, C. Béghin, J. J. Berthelier, V. J. G. Brown, P. Falkner, F. Ferri, M. Fulchignoni, I. Jernej, J. M. Jerónimo, R. Rodrigo, and R. Trautner. Structure of Titan’s low altitude ionized layer from the Relaxation Probe onboard HUYGENS. *Geophys. Res. Lett.*, 35(22), 2008. doi : 10.1029/2008GL035338.
- [96] Ralph D Lorenz, Bryan W Stiles, Randolph L Kirk, Michael D Allison, Paolo Persi Del Marmo, Luciano Iess, Jonathan I Lunine, Steven J Ostro, and Scott Hensley. Titan’s rotation reveals an internal ocean and changing zonal winds. *Science*, 319(5870) :1649–51, 2008. doi : 10.1126/science.1151639.

- [97] D. Lummerzheim and J. Lilensten. Electron transport and energy degradation in the ionosphere : evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations. *Annales Geophysicae*, 12(10/11) : 1039–1051, 1994. ISSN 0992-7689. URL <http://www.ann-geophys.net/12/1039/1994/>.
- [98] H. Luna, E. G. Cavalcanti, J. Nickles, G. M. Sigaud, and E. C. Montenegro. CH_4 ionization and dissociation by proton and electron impact. *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, 36 :4717–4729, dec 2003. doi : 10.1088/0953-4075/36/23/009.
- [99] V. S. Makhmutov, L. Desorgher, G. A. Bazilevskaya, E. Flückiger, and J.-P. Raulin. Evaluation of solar proton spectra using balloon cosmic ray observations and Monte Carlo simulation results. *Advances in Space Research, Volume 39, Issue 9, p. 1458-1461.*, 39, 2007. doi : 10.1016/j.asr.2007.01.042.
- [100] L. R. Martin, R. B. Cohen, and J. F. Schatz. Quenching of laser induced fluorescence of $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ by O_2 and N_2 . *Chemical Physics Letters*, 41 :394–396, jul 1976.
- [101] D. Mathur. Structure and dynamics of molecules in high charge states. *Physics Reports*, 391(1-2) :1–118, 2004. doi : 10.1016/j.physrep.2003.10.016.
- [102] D. Mathur, L. H. Andersen, P. Hvelplund, D. Kella, and C. P. Safvan. Long Lived doubly charged diatomic and triatomic molecular ions. *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.*, 28 :3415–3426, 1995.
- [103] I. C. McDade, D. P. Murtagh, R. G. H. Greer, P. H. G. Dickinson, G. Witt, J. Stegman, E. J. Llewellyn, L. Thomas, and D. B. Jenkins. ETON 2 : Quenching parameters for the proposed precursors of $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ and $O(^1S)$ in the terrestrial nightglow. *Planet. Space Sci.*, 34 :789–800, sep 1986. doi : 10.1016/0032-0633(86)90075-9.
- [104] K. L. Miller and R. C. Whitten. Ion dynamics in the Venus ionosphere. *Space Sci. Rev.*, 55 :165–199, feb 1991.
- [105] R. Modolo and G. M. Chanteur. A global hybrid model for Titan’s interaction with the Kronian plasma : Application to the Cassini Ta flyby. *J. Geophys. Res.*, 113(A1), 2008. doi : 10.1029/2007JA012453.
- [106] G. J. Molina-Cuberos, J. J. López-Moreno, R. Rodrigo, and L. M. Lara. Chemistry of the galactic cosmic ray induced ionosphere of Titan. *J. Geophys. Res.*, 104 :21997–22024, sep 1999. doi : 10.1029/1998JE001001.

- [107] G. J. Molina-Cuberos, J. J. López-Moreno, R. Rodrigo, L. M. Lara, and K. O'Brien. Ionization by cosmic rays of the atmosphere of Titan. *Planet. Space Sci.*, 47 :1347–1354, oct 1999.
- [108] G. J. Molina-Cuberos, H. Lammer, W. Stumptner, K. Schwingenschuh, H. O. Rucker, J. J. López-Moreno, R. Rodrigo, and T. Tokano. Ionospheric layer induced by meteoric ionization in Titan's atmosphere. *Planet. Space Sci.*, 49 : 143–153, feb 2001.
- [109] D. C. Morton and L. Noreau. A compilation of electronic transitions in the CO molecule and the interpretation of some puzzling interstellar absorption features. *ApJS*, 95 :301–343, nov 1994. doi : 10.1086/192100.
- [110] I. C. F. Müller-Wodarg, R. V. Yelle, M. Mendillo, L. A. Young, and A. D. Aylward. The thermosphere of Titan simulated by a global three-dimensional time-dependent model. *J. Geophys. Res.*, 105 :20833–20856, 2000. doi : 10.1029/2000JA000053.
- [111] D. P. Murtagh, G. Witt, J. Stegman, I. C. McDade, E. J. Llewellyn, F. Harris, and R. G. H. Greer. An assessment of proposed $O(^1S)$ and $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ nightglow excitation parameters. *Planet. Space Sci.*, 38 :43–53, jan 1990. doi : 10.1016/0032-0633(90)90004-A.
- [112] S. N. Nahar. Photoionization cross sections and oscillator strengths for oxygen ions : O I-O VII. *Phys. Rev. A*, 58 :3766–3782, nov 1998. doi : 10.1103/PhysRevA.58.3766.
- [113] M. P. Nakada and S. F. Singer. Thermal diffusion and multiplycharged atoms in the magnetosphere. *Geophys. J. Roy. astr. Soc.*, 15 :163181, 1968.
- [114] K. O'Brien. Extra-nuclear hadron cascade calculations using Passow's approximation. *Nuclear Instruments and Methods*, 72 :93, 1969. doi : 10.1016/0029-554X(69)90271-7.
- [115] K. O'Brien. Calculated Cosmic-Ray Muon Spectra at High Energies (>20 GeV). *Phys. Rev. D*, 4 :635–638, aug 1971. doi : 10.1103/PhysRevD.4.635.
- [116] K. O'Brien. Propagation of Muons Underground and the Primary Cosmic-Ray Spectrum Below 40 TeV. *Phys. Rev. D*, 5 :597–605, feb 1972. doi : 10.1103/PhysRevD.5.597.

- [117] J. P. Parisot. Excitation of Herzberg I and II bands in the atmospheres of earth and Venus. *Annales Geophysicae*, 4 :481–486, dec 1986.
- [118] Particle Data Group, C. Amsler, M. Doser, M. Antonelli, D. M. Asner, K. S. Babu, H. Baer, H. R. Band, R. M. Barnett, E. Bergren, J. Beringer, G. Bernardi, W. Bertl, H. Bichsel, O. Biebel, P. Bloch, E. Blucher, S. Blusk, R. N. Cahn, M. Carena, C. Caso, A. Ceccucci, D. Chakraborty, M.-C. Chen, R. S. Chivukula, G. Cowan, O. Dahl, G. D’Ambrosio, T. Damour, A. de Gouvêa, T. Degrand, B. Dobrescu, M. Drees, D. A. Edwards, S. Eidelman, V. D. Elvira, J. Erler, V. V. Ezhela, J. L. Feng, W. Fetscher, B. D. Fields, B. Foster, T. K. Gaisser, L. Garren, H.-J. Gerber, G. Gerbier, T. Gherghetta, G. F. Giudice, M. Goodman, C. Grab, A. V. Gritsan, J.-F. Grivaz, D. E. Groom, M. Grünewald, A. Gurtu, T. Gutsche, H. E. Haber, K. Hagiwara, C. Hagmann, K. G. Hayes, J. J. Hernández-Rey, K. Hikasa, I. Hinchliffe, A. Höcker, J. Huston, P. Igo-Kemenes, J. D. Jackson, K. F. Johnson, T. Junk, D. Karlen, B. Kayser, D. Kirkby, S. R. Klein, I. G. Knowles, C. Kolda, R. V. Kowalewski, P. Kreitz, B. Krusche, Y. V. Kuyanov, Y. Kwon, O. Lahav, P. Langacker, A. Liddle, Z. Ligeti, C.-J. Lin, T. M. Liss, L. Littenberg, J. C. Liu, K. S. Lugovsky, S. B. Lugovsky, H. Mahlke, M. L. Mangano, T. Mannel, A. V. Manohar, W. J. Marciano, A. D. Martin, A. Masoni, D. Milstead, R. Miquel, K. Mönig, H. Murayama, K. Nakamura, M. Narain, P. Nason, S. Navas, P. Nevski, Y. Nir, K. A. Olive, L. Pape, C. Patrignani, J. A. Peacock, A. Piepke, G. Punzi, A. Quadt, S. Raby, G. Raffelt, B. N. Ratcliff, B. Renk, P. Richardson, S. Roesler, S. Rolli, A. Romaniouk, L. J. Rosenberg, J. L. Rosner, C. T. Sachrajda, Y. Sakai, S. Sarkar, F. Sauli, O. Schneider, D. Scott, W. G. Seligman, M. H. Shaevitz, T. Sjöstrand, J. G. Smith, G. F. Smoot, S. Spanier, H. Spieler, A. Stahl, T. Stanev, S. L. Stone, T. Sumiyoshi, M. Tanabashi, J. Terning, M. Titov, N. P. Tkachenko, N. A. Törnqvist, D. Tovey, G. H. Trilling, T. G. Trippe, G. Valencia, K. van Bibber, M. G. Vincter, P. Vogel, D. R. Ward, T. Watari, B. R. Webber, G. Weiglein, J. D. Wells, M. Whalley, A. Wheeler, C. G. Wohl, L. Wolfenstein, J. Womersley, C. L. Woody, R. L. Workman, A. Yamamoto, W.-M. Yao, O. V. Zenin, J. Zhang, R.-Y. Zhu, P. A. Zyla, G. Harper, V. S. Lugovsky, and P. Schaffner. Review of Particle Physics. *Physics Letters B*, 667 :1–5, September 2008. doi : 10.1016/j.physletb.2008.07.018.
- [119] P. Rannou, C. Ferrari, K. Rages, M. Roos-Serote, and M. Cabane. Characterization of aerosols in the detached haze layer of titan. *Icarus*, 147 :267–281, sep 2000. doi : 10.1006/icar.2000.6416.

- [120] P Rannou, F Hourdin, and C P McKay. A wind origin for titan's haze structure. *Nature*, 418(6900) :853–6, 2002. doi : 10.1038/nature00961.
- [121] C. Sagan and W. R. Thompson. Production and condensation of organic gases in the atmosphere of Titan. *Icarus*, 59 :133–161, aug 1984. doi : 10.1016/0019-1035(84)90018-6.
- [122] G. B. I. Scott, D. A. Fairley, C. G. Freeman, M. J. McEwan, and V. G. Anicich. Gas-phase reactions of some positive ions with atomic and molecular nitrogen. *J. Chem. Phys.*, 109 :9010–9014, nov 1998. doi : 10.1063/1.477571.
- [123] K. Seiersen, A. Al-Khalili, O. Heber, M. J. Jensen, I. B. Nielsen, H. B. Pedersen, C. P. Safvan, and L. H. Andersen. Dissociative recombination of the cation and dication of CO_2 . *Phys. Rev. A*, 68(2) :022708, aug 2003. doi : 10.1103/PhysRevA.68.022708.
- [124] K. Seiersen, O. Heber, M. J. Jensen, C. P. Safvan, and L. H. Andersen. Dissociative recombination of dications. *J. Chem. Phys.*, 119 :839–843, jul 2003. doi : 10.1063/1.1579470.
- [125] D. E. Shemansky. N_2 Vegard–Kaplan System in Absorption. *J. Chem. Phys.*, 51(2) :689–700, 1969. URL <http://link.aip.org/link/?JCP/51/689/1>.
- [126] C. Simon, J. Lilensten, O. Dutuit, R. Thissen, O. Witasse, C. Alcazar, and H. Soldi-Lose. Prediction and modelling of doubly-charged ions in the Earth's upper atmosphere. *Annales Geophysicae*, 23 :781–797, mar 2005. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=2005AnGeo..23..781S\&db_key=AST.
- [127] C. Simon, J. Lilensten, J. Moen, J. M. Holmes, Y. Ogawa, K. Oksavik, and W. F. Denig. TRANS4 : a new coupled electron/proton transport code - comparison to observations above Svalbard using ESR, DMSP and optical measurements. *Annales Geophysicae*, 25 :661–673, mar 2007. doi : 10.1029/2001JA001105.
- [128] M. Skrzypkowski, T. Gougousi, R. Johnsen, and M. Golde. Measurement of the absolute yield of $CO(a^3\Pi)+O$ productions in the dissociative recombination of CO_2^+ ions with electrons. *J. Chem. Phys.*, 108 :8400, 1998.
- [129] T. G. Slanger. The $O_2(C^3\Delta_U - a^1\Delta_g)$ bands in the nightglow spectrum of Venus. *Geophys. Res. Lett.*, 5 :947, nov 1978.

- [130] T. G. Slanger, R. L. Sharpless, G. Black, and S. V. Filseth. Photodissociation quantum yields of CO_2 between 1200 and 1500 Å. *J. Chem. Phys.*, 61 :5022–5027, dec 1974.
- [131] T. G. Slanger, D. L. Huestis, P. C. Cosby, and T. A. Bida. First Observation of the 5577 Å Oxygen Green Line in the Night Airglow of Venus. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1120, oct 2000.
- [132] T G Slanger, P C Cosby, D L Huestis, and T A Bida. Discovery of the atomic oxygen green line in the Venus night airglow. *Science*, 291(5503) :463–5, 2001. doi : 10.1126/science.291.5503.463.
- [133] T. G. Slanger, D. L. Huestis, P. C. Cosby, and T. A. Bida. Nightglow studies with the world’s largest optical telescope. *Adv. Sp. Res.*, 27 :1135–1145, 2001.
- [134] 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) :1–9, 2006. doi : 10.1016/j.icarus.2005.12.007.
- [135] M. A. Smith, V. M. Bierbaum, and S. R. Leone. Infrared chemiluminescence from vibrationally excited NO^+ Product branching in the $N^+ + O_2$ ion-molecule reaction. *Chemical Physics Letters*, 94 :398–403, jan 1983. doi : 10.1016/0009-2614(83)80753-2.
- [136] K. Spenner, W. C. Knudsen, and W. Lotze. Suprathermal electron fluxes in the Venus nightside ionosphere at moderate and high solar activity. *J. Geophys. Res.*, 101(E2) :4557–4563, February 25 1996.
- [137] J. A. Steadman and B. A. Thrush. A laboratory study of the mechanism of the oxygen airglow. *Journal of Atmospheric Chemistry*, 18 :301–317, may 1994.
- [138] A. I. Stewart, D. E. Anderson, L. W. Esposito, and C. A. Barth. Ultraviolet spectroscopy of Venus - Initial results from the Pioneer Venus orbiter. *Science*, 203 :777–779, feb 1979.
- [139] H. C. Straub, D. Lin, B. G. Lindsay, K. A. Smith, and R. F. Stebbings. Absolute partial cross sections for electron-impact ionization of CH_4 from threshold to 1000 eV. *J. Chem. Phys.*, 106 :4430–4435, mar 1997. doi : 10.1063/1.473468.
- [140] W. E. Swartz and J. S. Nisbet. Revised calculation of the F region ambient electron heating by photoelectrons. *J. Geophys. Res.*, 77 :6259–6261, 1972.

- [141] S. P. Swordy. The Energy Spectra and Anisotropies of Cosmic Rays. *Space Science Reviews*, 99 :85–94, October 2001.
- [142] H. A. Taylor, H. C. Brinton, S. J. Bauer, R. E. Hartle, P. A. Cloutier, and R. E. Daniell. Global observations of the composition and dynamics of the ionosphere of Venus - Implications for the solar wind interaction. *J. Geophys. Res.*, 85 :7765–7777, dec 1980.
- [143] R. F. Theis, L. H. Brace, and H. G. Mayr. Empirical models of the electron temperature and density in the Venus ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 85 :7787–7794, dec 1980.
- [144] R. F. Theis, L. H. Brace, R. C. Elphic, and H. G. Mayr. New empirical models of the electron temperature and density in the Venus ionosphere with application to transterminator flow. *J. Geophys. Res.*, 89 :1477–1488, mar 1984.
- [145] W. K. Tobiska. Revised solar extreme ultraviolet flux model. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 53 :1005–1018, dec 1991.
- [146] W. K. Tobiska. Recent solar extreme ultraviolet irradiance observations and modeling : A review. *J. Geophys. Res.*, 98 :18879, nov 1993.
- [147] W. K. Tobiska and F. G. Eparvier. EUV97 : Improvements to EUV Irradiance Modeling in the Soft X-Rays and FUV. *Sol. Phys.*, 177 :147–159, 1998.
- [148] M. Tsuji, M. Nakamura, Y. Nishimura, and H. Obase. Nascent rotovibrational distributions of $CO(d^3\Delta_i, e^3\Sigma^-, a^3\Sigma^+)$ produced in the dissociative recombination of CO_2^+ with electrons. *J. Chem. Phys.*, 108 :8031, 1998.
- [149] S. Tsurubuchi and T. Iwai. Simultaneous Ionization and Excitation of CO_2 by Electron-Impact. *Journal of the Physical Society of Japan*, 37 :1077, oct 1974.
- [150] Ilya G. Usoskin. Heliospheric modulation of cosmic rays : Monthly reconstruction for 1951–2004. *J. Geophys. Res.*, 110(a12) :A12108, 2005. doi : 10.1029/2005JA011250.
- [151] V. Vuitton, R. V. Yelle, and M. J. McEwan. Ion chemistry and N-containing molecules in Titan’s upper atmosphere. *Icarus*, 191(2) :722–742, 2007. doi : 10.1016/j.icarus.2007.06.023.

- [152] J Hunter Waite, Hasso Niemann, Roger V Yelle, Wayne T Kasprzak, Thomas E Cravens, Janet G Luhmann, Ralph L McNutt, Wing-Huen Ip, David Gell, Virginie De La Haye, Ingo Müller-Wordag, Brian Magee, Nathan Borggren, Steve Ledvina, Greg Fletcher, Erin Walter, Ryan Miller, Stefan Scherer, Rob Thorpe, Jing Xu, Bruce Block, and Ken Arnett. Ion neutral mass spectrometer results from the first flyby of Titan. *Science*, 308(5724) :982–6, 2005. doi : 10.1126/science.1110652.
- [153] W. R. Webber. The interstellar cosmic ray spectrum and energy density. interplanetary cosmic ray gradients and a new estimate of the boundary of the heliosphere. *A&A*, 179 :277–284, jun 1987.
- [154] O. Witasse. *Modélisation des Ionosphères planétaires et de leur Rayonnement : la Terre et Mars*. PhD thesis, UJF, jul 2000.
- [155] O. Witasse, J. Lilensten, C. Lathuillère, and P. L. Blelly. Modeling the OI 630.0 and 557.7 nm thermospheric dayglow during EISCAT-WINDII coordinated measurements. *J. Geophys. Res.*, 104 :24639–24656, nov 1999. doi : 10.1029/1999JA900260.
- [156] O. Witasse, O. Dutuit, J. Lilensten, R. Thissen, J. Zabka, C. Alcaraz, P. L. Blelly, S. W. Bougher, S. Engel, L. H. Andersen, and K. Seiersen. Prediction of a CO_2^+ layer in the atmosphere of Mars. *Geophys. Res. Lett.*, 29 :104–1, apr 2002. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=2002GeoRL..29h.104W\&db_key=AST.
- [157] O. Witasse, O. Dutuit, J. Lilensten, R. Thissen, J. Zabka, C. Alcaraz, P.-L. Blelly, S. W. Bougher, S. Engel, L. H. Andersen, and K. Seiersen. Correction to “Prediction of a CO_2^+ layer in the atmosphere of Mars”. *Geophys. Res. Lett.*, 30(7) :12–1, 2003. doi : 10.1029/2003GL017007.
- [158] D. A. Wolf and F. M. Neubauer. Titan’s highly variable plasma environment. *J. Geophys. Res.*, 87 :881–885, feb 1982. doi : 10.1029/JA087iA02p00881.
- [159] T. N. Woods and G. J. Rottman. *Solar Ultraviolet Variability Over Time Periods of Aeronomic Interest*. Atmospheres in the Solar System : Comparative Aeronomy, 2002.
- [160] C. Y. R. Wu and D. L. Judge. The atomic oxygen 1304 Å emission produced through photodissociation of CO and CO_2 . *Chemical Physics Letters*, 68 : 495–498, 1979. doi : 10.1016/0009-2614(79)87245-0.

- [161] R. V. Yelle, J. Cui, and I. C. F. Müller-Wodarg. Methane escape from Titan's atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 113(E10), 2008. doi : 10.1029/2007JE003031.

Publications

Posters

- C. Simon, J. Lilensten, G. Gronoff, O. Witasse, R. Thissen, O. Dutuit, C. Alcaraz, H. Soldi-Lose, P. Franceschi, J. Zabka and S. V. Avakyan ; “Doubly-charged ions in planetary ionospheres” ; SF2A 2009
- Guillaume Gronoff, Jean Lilensten, Cyril Simon, Mathieu Barthelemy, F. Leblanc ; “Dayglow and night glow of the Venusian upper atmosphere. Observation and modelling.” ;N3 Workshop on Models for understanding Space and Earth-based Observations,2007
- Guillaume Gronoff, Jean Lilensten, E. Flueckiger, L. Desorgher ; “The three ionospheres of Titan” ; EGU 2008
- Mathieu Barthelemy, Guillaume Gronoff, Jean Lilensten, J. Y. Chaufray ; “Radiative transfer of the oxygen 130nm triplet through the atmosphere of Mars and Venus” ; EGU 2008
- Guillaume Gronoff, Jean Lilensten, Cyril Simon, Mathieu Barthelemy, Odile Dutuit ; “The Barth vs Frederick/Kopp processes as the source of the nightside green line emission in the atmospheres. The case of Venus” ; EGU 2008
- Mathieu Barthelemy, Guillaume Gronoff, Jean Lilensten, J. Y. Chaufray, Cyril Simon ; “Intensity of the oxygen 130nm triplet through the atmosphere of Mars and Venus ; Comparison with Spicam data” ; EPSC 2008

Présentation orale

(En gras : présentées par moi-même)

- Jean Lilensten, Olivier Witasse, Cyril Simon, Guillaume Gronoff, Roland Thissen, Odile Dutuit, Christian Alcaraz, H. Soldi-Lose, P. Franceschi, Jan Zabka, S. V. Avakian ; “Dications in the planetary ionospheres” ; EPSC 2006
- Jean Lilensten, Olivier Witasse, Cyril Simon, Guillaume Gronoff, Roland This-

- sen, Odile Dutuit, Christian Alcaraz, H. Soldi-Lose, “Une revue des ions doublement chargés dans les ionosphères planétaires” ; PNP 2006
- Jean Lilensten, Olivier Witasse, Cyril Simon, Guillaume Gronoff, Roland Thissen, Odile Dutuit, Christian Alcaraz, H. Soldi-Lose, P. Francheschi, Jan Zabka, S. V. Avakian ; “Doubly-charged ions in planetary ionospheres” ; EGU 2007
 - **Guillaume Gronoff**, Jean Lilensten, Cyril Simon, Mathieu Barthelemy, F. Leblanc ; “Dayglow and night glow of the Venusian upper atmosphere. Modelling and observations” ; EPSC 2007
 - Mathieu Barthelemy, Guillaume Gronoff, Jean Lilensten, J. Y. Chaufray ; “Radiative transfer of the oxygen 130nm triplet through the atmosphere of Mars and Venus” ; EPSC 2007
 - **Guillaume Gronoff**, Jean Lilensten, Mathieu Barthelemy, Cyril Simon ; “Pic-du-Midi airglow observations and modelling” ; Venus ground-based observation workshop, ESTEC, Noordwijk : Pays-Bas (2007)
 - Guillaume Gronoff, Cyril Simon, Jean Lilensten, Mathieu Barthelemy ; “Dayglow and nightglow of the upper atmosphere of Venus” ; COSPAR 2008
 - Cyril Simon, Olivier Witasse, F. Leblanc, Guillaume Gronoff, J.-L. Bertaux ; “Characterising Mars’ airglow by comparing Mars Express SPICAM ultraviolet data with kinetic transport simulations” ; COSPAR 2008
 - Mathieu Barthelemy, Jean Lilensten, Helene Menager, Cyril Simon, M. Lystrup, S. Miller, Guillaume Gronoff ; “Spectral line polarization : a new observable for planetary space environment studies” ; EPSC 2008
 - Cyril Simon, Olivier Witasse, F. Leblanc, Guillaume Gronoff, Jean Lilensten, J.-L. Bertaux ; “Observing and modelling Mars’ airglow” ; EPSC 2008
 - **Guillaume Gronoff**, Cyril Simon, Jean Lilensten, Mathieu Barthelemy ; “Dayglow and nightglow of the upper atmosphere of Venus” ; EPSC 2008
 - Jean Lilensten, Mathieu Barthelemy, Guillaume Gronoff, Cyril Simon, Philippe Jeanjacquot ; “The Planeterra, a pedagogic experiment in planetology and plasma physics” ; Kolloquium für Mittelschullehrkräfte im Herbstsemester 2008, Bern : Suisse (2008)
 - Mathieu Barthelemy, Guillaume Gronoff, Jean Lilensten, J. Y. Chaufray, Cyril Simon ; “Radiative transfer of the oxygen 130nm triplet through the atmosphere of Mars and Venus” ; ESLAB 2009

Articles publiés pendant la thèse

- Gronoff, G. ; Lilensten, J. ; Simon, C. ; Witasse, O. ; Thissen, R. ; Dutuit, O. ; Alcaraz, C. ; “Modelling dications in the diurnal ionosphere of Venus” ; Astro-

- onomy and Astrophysics, Volume 465, Issue 2, April II , pp.641-645, 2007
- Gronoff, G. ; Lilensten, J. ; Simon, C. ; Barthélemy, M. ; Leblanc, F. ; Dutuit, O. ; “Modelling the Venusian airglow” ; Astronomy and Astrophysics, Volume 482, Issue 3, pp.1015-1029, 2008
 - C. Simon ; O. Witasse ; F. Leblanc ; G. Gronoff ; J.-L. Bertaux ; “Dayglow on Mars : Kinetic modelling with SPICAM UV limb data”, Planet. Space Sci., Volume 57, pp 1008-1021, (2009), doi :10.1016/j.pss.2008.08.012
 - Lilensten, Jean ; Barthélemy, Mathieu ; Simon, Cyril ; Jeanjacquot, Philippe ; Gronoff, Guillaume ; “The Planeterrella, a pedagogic experiment in planetology and plasma physics”, Acta Geophysica, Volume 57, Issue 1, pp.220-235, 2009

Articles acceptés

- G. Gronoff ; J. Lilensten ; and R. Modolo ; “Electron precipitation along magnetic field lines on Titan”, Astronomy and Astrophysics
- G. Gronoff ; J. Lilensten ; L. Desorgher ; and E. Flückiger ; “Ionization processes in the whole atmosphere of Titan”, Astronomy and Astrophysics

Interventions grand public (et scolaires)

(Je dois en oublier pas mal, et cette liste n'est pas représentative du nombre d'heure effectuées, notamment en ce qui concerne les activités à la coupole)

- 2006-2009 : Présentation du entier planétaire et des activités scolaires à l'observatoire.
- 2006-2009 : Présentation du ciel avec la coupole de l'observatoire, responsable de cette activité en 2007-2008.
- 2007-2009 : Présence à la CoCom et à la CellComm.
- 2007-2008-2009 : Présence dans le comité d'organisation du projet labellisé AMA09 (le seul dans le département) “éteignez la lumière et allumez les étoiles” ; avec le cycle de conférences “plus haut, plus beau”.
- 2006 : (Octobre) présentation de la planéterrella à Vaulx en Velin pour la fête de la science.
- 2007 : (mai-juin) Planéterrella pour la “bastille dans les étoiles”, et interventions avec télescopes.
- 2007 : (juillet) Nuit des étoiles à Belledonne (dans le cadre du club astro MJC-Péri).
- 2007 : (octobre) Planéterrella pour la fête de la science, “Spoutnik, 50 années

- entre rêves et réalités”, à St Martin d’Hères.
- 2007 : (novembre) Soleil à Vaulx en Velin (conférences sur la météorologie de l’espace).
 - 2008 : Mise en place de certaines de mes photos d’aurores à la photothèque du CNRS. Dont deux publiées dans Science et Vie de Juin 2008.
 - 2008 : (Mars) Présentation de la planéterrella aux journées du PNST.
 - 2008 : (Octobre) Planéterrella au CCSTI de Grenoble.
 - 2008 : (Novembre) Conférence sur le campus pour la fête de la science (Les aurores boréales décryptées).
 - 2008 : (Novembre) Conférence pour le cycle “plus haut, plus beau” (aurores boréales et planéterrella).
 - 2008-2009 : Présence au comité de pilotage pour les 100h d’astronomie à Grenoble.
 - 2009 : (Février) Présentation de la planéterrella à “Ouf d’astro” à Vaulx en Velin.
 - 2009 : (Mars) : Démonstration planéterrella à Télégrenoble
 - 2009 : (Mars) : Présentation coupole pour Télégrenoble
 - 2009 : (Mars) Création du LSS au niveau du laboratoire.
 - 2009 : (Avril) Présentation du LSS (un peu) et séances de planétarium (beaucoup) lors des tribulations savantes.
 - 2009 : (Avril) Présentation de la planéterrella et du LSS pour la venue de C. Cesarski.
 - 2009 : (Avril) 100h d’astronomie : séances de planétarium (et de LSS), deux conférences grand public (Histoires Titanesques).
 - 2009 : (Mai) Conférence “Du soleil à Vénus” à Pont de Beauvoisin.
 - 2009 : (Mai) Présentation de la planéterrella pour la nuit des musées.

Enseignements

- 2007-2008 : (1er trimestre) enseignement du TP de physique à l’IUT de Chimie
- 2007-2008 : enseignement au TP d’observation à la coupole de l’OSUG
- 2007-2008 : encadrement de deux stagiaires d’informatique (4h par semaine sur 9 semaines)
- 2008-2009 : enseignement au TP d’observation à la coupole de l’OSUG, redéfinition de la procédure de traitement des images

Modelling dications in the diurnal ionosphere of Venus

G. Gronoff¹, J. Lilensten¹, C. Simon¹, O. Witasse², R. Thissen³, O. Dutuit³, and C. Alcaraz³

¹ Laboratoire de Planétologie de Grenoble, Université Joseph Fourier - CNRS, France

e-mail: guillaume.gronoff@obs.ujf-grenoble.fr

² Research and Scientific Support Department of ESA, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands

³ Laboratoire de Chimie Physique – CNRS – UMR 8000, Univ. Paris Sud, 91405 Orsay, France

Received 7 July 2006 / Accepted 9 December 2006

ABSTRACT

Context. Previous studies have shown that doubly-charged positive ions, including molecular ions, can have detectable densities in the ionospheres of Mars, Titan, and the Earth.

Aims. In the present paper, we continue our approach by modelling the Venusian ionosphere. The neutral atmosphere of Venus has a similar composition to the ones encountered in the other terrestrial planets, with carbon dioxide (as on Mars), nitrogen (as on Earth and Titan), and atomic oxygen (as on Earth).

Methods. We computed the doubly-charged positive ion production through photoionisation (primary production) and electron impact ionisation (secondary production). We computed the densities under the photochemical equilibrium assumption.

Results. We predict a CO_2^{++} layer centred around 140 km altitude with a density reaching 30 dications per cm^3 in active solar conditions and a N_2^{++} layer centred around a 140–150 km altitude with density reaching 0.3 cm^{-3} . We find good agreement between the modelled O^{++} densities and Pioneer Venus Orbiter measurements. Finally, we investigate the problem of possible detection of these ions by the European spacecraft Venus Express.

Conclusions. Although molecular doubly-charged positive ion densities are low, these ions cannot be considered as negligible compared to other minor ion species. Their detection should be possible in the future through remote sensing or in-situ methods including ion mass spectrometry and UV spectroscopy.

Key words. planets and satellites: individual: Venus – atmospheric effects – Sun: UV radiation – space vehicles: instruments

1. Introduction

The study of planetary ionospheres is among the major scientific goals of many planetary missions. Venus Express (VEX), a European Space Agency mission, is the first dedicated mission to Venus since Magellan in the 1990s.

The VEX spacecraft entered into the Venus orbit on 11 April 2006, and it has since then started acquiring its planetary data, thereby providing a global view of Venus' atmosphere. The scientific goals cover the following themes: atmosphere dynamics, structure, composition, clouds and haze, radiative balance, surface properties, and – most important in the frame of this paper – plasma/escape processes. The study of the ionosphere of Venus is clearly included in the last theme, and the following experiments are expected to contribute: VERA (Häusler et al. 2006), SPICAV (Bertaux et al. 2006), and ASPERA (Barabash et al. 2006). A review of our current knowledge of certain key topics associated with the aeronomy of Venus can be found in Witasse & Nagy (2006). We report here on a study of the modelling of doubly-charged positive ions in the diurnal ionosphere.

Plasma densities depend on production and loss mechanisms, as well as on the dynamics. Production can be of either a chemical or physical origin. In the latter case we consider two sources: photoabsorption (called primary photoproduction) and electron impact ionisation (called secondary production). In optically thin upper atmospheres, as in the case for Venus in the EUV range ($<100 \text{ nm}$) above 100 km, the primary production is computed through a Beer-Lambert law. The secondary

production computation requires solving a kinetic transport equation (Lilensten & Blelly 2002). In Witasse et al. (2002, 2003), this approach was adapted to Mars, allowing the authors to predict the existence of a CO_2^{++} layer. The same approach was developed by Simon et al. (2005) and Lilensten et al. (2005) for the Earth and Titan cases, respectively. The present paper aims at presenting the calculation of the three main stable dications in the Venusian ionosphere: O^{++} , CO_2^{++} , and N_2^{++} . The O^{++} dication has already been detected and quantified in the Venusian ionosphere by Pioneer Venus Orbiter (PVO) (Taylor et al. 1980), eventually allowing comparisons to be made with models such as the one of Fox & Victor (1981). The CO_2^{++} and N_2^{++} molecular ions have not yet been identified and are modelled here for the first time in the ionosphere of Venus.

2. Modelling dication densities

Several input parameters must be taken into account for modelling the contribution doubly-charged ions in terms of productions and densities: the solar flux and the neutral atmosphere.

We use the semi-empirical solar EUV/XUV model called solar 2000 (Tobiska 1991, 1993; Tobiska & Eparvier 1998). Like most models currently used in planetary aeronomy (Torr & Torr 1985, 1979; Richards et al. 1994), this model is based on measurements recorded onboard the Dynamics Explorer satellites (Hinteregger et al. 1973) and onboard rockets. It also takes data into account from other sources, such as the SME, OSO, and AEROS spacecrafts, as well as ground-based facilities. The UV spectrum is divided into 39 energy boxes. The neutral

atmosphere is yielded by the VTS3 model (Hedin et al. 1983), restricted to the main species (CO₂, N₂, CO, O, He). This model is run for the conditions that match the orbit in terms of solar activity, location, time, and solar-zenith angle. The CO₂ molecule is the major constituent below 160 km altitude, O below 340 km, while H and He become dominant above. The H density is about 10⁵ cm⁻³ above 150 km altitude and does not affect the results below 280 km (Fox & Sung 2001). However, as will be shown later, the evolution of hydrogen density has an influence on the O⁺⁺ density above this altitude. In order to take its variations into account, we use the results of Hartle et al. (1996) who examined the solar cycle variations of the hydrogen in the thermosphere of Venus. The altitude range for our computations is 110–400 km altitude.

2.1. Photochemistry

The dication density computed for a neutral species A is given by

$$N_{A^{++}} = \frac{P_{A^{++}}^{\text{Photo}} + P_{A^{++}}^{\text{Impact}}}{N_e \cdot k_{\text{dr}} + \sum_X N_X \cdot k_X + \frac{1}{\tau}}$$

where $P_{A^{++}}^{\text{Photo}}$ is the primary ion photoproduction and $P_{A^{++}}^{\text{Impact}}$ the secondary production created through electron-neutral collisions. The values of $P_{A^{++}}^{\text{Photo}}$ and $P_{A^{++}}^{\text{Impact}}$ are direct outputs of the transport code (see below Lilensten & Bledy 2002; Simon et al. 2005). In the case of O⁺⁺, there are two different ionisation processes: direct double ionisation of the atomic oxygen and single ionisation of O⁺. Both are taken into account. We do not deal with the ionisation of CO₂⁺ and N₂⁺ because these very minor ions in the Venusian ionosphere (Fox & Sung 2001) cannot yield a significant amount of dications. The constant τ represents the natural lifetime of the molecular doubly-charged ion, and N_X is the density of a neutral reactant X, k_X the reaction rate in cm³ s⁻¹, and N_e represents the electron density. In the following, T_e is the electronic temperature and T_n the neutral one. The processes for each species taken into account in the modelling are described below. A description of the techniques used for laboratory measurements can be found in Dutuit et al. (1996) and Franceschi et al. (2003).

2.1.1. CO₂⁺⁺

- Dissociative recombination: CO₂⁺⁺ + e⁻:
 $k_{\text{dr}} = (6.2 \pm 1.5) \times 10^{-7} \times \sqrt{\frac{300}{T_e}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Seiersen et al. 2003a).
- Reaction with CO₂:
 $k_{\text{CO}_2} = (2.1 \pm 0.4) \times 10^{-10} \times \sqrt{\frac{T_n}{300}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Franceschi et al. 2003).
- Dissociation: $\tau = 4 \text{ s}$ (Mathur et al. 1995; Mathur 2004).
- Reaction with O: the reaction rate has never been measured, due to the very unstable and reactive character of the oxygen radical. For this purpose, we have performed a series of CO₂⁺⁺ reaction rate measurements of stable target species, in order to get a final estimate of the reaction rate constant. We obtain
 $k_{\text{O}} = (2. \pm 1.2) \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (this work).

2.1.2. N₂⁺⁺

- Dissociative recombination: N₂⁺⁺ + e⁻:
 $k_{\text{dr}} = (5.8 \pm 1.5) \times 10^{-7} \times \sqrt{\frac{300}{T_e}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Seiersen et al. 2003b).
- Reaction with CO₂:
 $k_{\text{CO}_2} = (3. \pm 1.8) \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (laboratory measurements, this work).
- Reaction with O:
 $k_{\text{O}} = (1.8 \pm 1.) \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (this is also an estimate, based on measurements with stable targets; this work).
- Reaction with N₂:
 $k_{\text{N}_2} = (2.7 \pm 0.7) \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Lilensten et al. 2005).
- Dissociation: $\tau = 3 \text{ s}$ (Mathur et al. 1995).

2.1.3. O⁺⁺

- Recombination with electrons: O⁺⁺ + e⁻:
 $k_{\text{r}} = 2.1 \times 10^{-11} \times \frac{4}{\sqrt{T_{\text{av}}}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ where $T_{\text{av}} = \frac{T_e + T_i}{2}$ (Nakada & Singer 1968). Surprisingly, this coefficient for O⁺⁺ depends here on an averaged electron-ion temperature, whereas the preceding dissociative recombination coefficients (for N₂⁺⁺ and CO₂⁺⁺) only depend on the electron temperature. Introducing an average temperature for the dissociative recombination of CO₂⁺⁺ and N₂⁺⁺ makes a difference of 16% at 400 km and 20% at 150 km on the dissociative recombination alone. This difference becomes negligible for the total densities when considering all the reactions.
- Reaction with CO₂:
 $k_{\text{CO}_2} = 2. \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Fox & Victor 1981).
- Reaction with N₂:
 $k_{\text{N}_2} = (1.3 \pm 0.3) \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (we assumed that the neutral temperature is 300 K at the considered altitude) (Johnsen & Biondi 1978).
- Reaction with O:
 $k_{\text{O}} = (1.06 \pm 0.40) \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Simon et al. 2005) (based on model).
- Reaction with CO:
 $k_{\text{CO}} = 1.6 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Fox & Victor 1981).
- Reaction with H:
 $k_{\text{H}} = 1.1 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (Honvault et al. 1995).
- Reaction with He:
 $k_{\text{He}} = 1.1 \times 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (at $T_n = 1000$, predominant above 300 km altitude) (Kimura et al. 1996).

2.2. Ionisation and double-ionisation thresholds

We consider 32 ionisation processes, summarised in Table 1. The cross sections for the single ionisation of neutral species are explained in Witasse et al. (2002, 2003), Lilensten et al. (2005), Simon et al. (2005), and references therein. In Table 2, we give the references for the double-ionisation cross sections of the different neutral species. The N₂ double-photoionisation cross section and its evolution with photon energy was estimated on the basis of a method proposed in Samson (1990). Samson shows that the double-photoionisation cross section σ_{hv}^{++} of a species A ($A + \text{hv} \rightarrow A^{++} + 2e^-$) is proportional to the electron-impact ionisation $\sigma_e^{+ \rightarrow ++}$ of the monocation ($A^+ + e^- \rightarrow A^{++} + 2e^-$), multiplied by the total photoabsorption $\sigma_{\text{hv}}^{\text{abs}}$ of the neutral species ($A + \text{hv} \rightarrow ?$). The proportionality constant q is estimated as $0.133 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ in the case of N₂⁺⁺. Thus, we have: $\sigma_{\text{hv}}^{++} = q \sigma_e^{+ \rightarrow ++} \sigma_{\text{hv}}^{\text{abs}}$.

Table 1. Summary of the ion productions taken into account here and their corresponding ionisation thresholds.

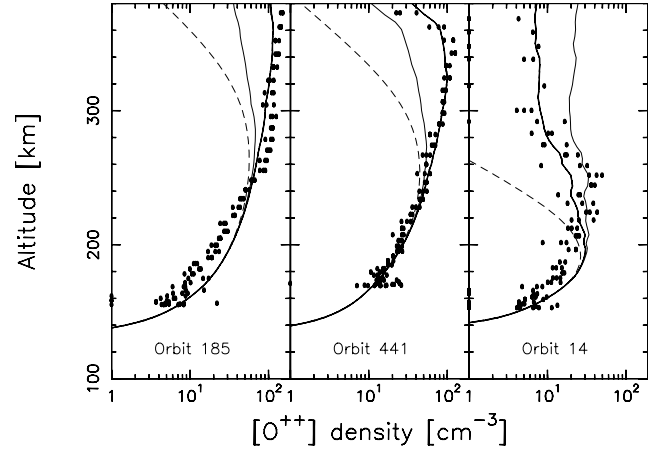
Ionisation processes	Processes	Threshold (eV)
1	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+(\text{X}) + \text{e}^-$	13.77
2	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+(\text{A} + \text{B}) + \text{e}^-$	17.310
3	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^+(\text{C}) + \text{e}^-$	19.39
4	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}^+ + \text{O} + \text{e}^-$	19.446
5	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{O}^+ + \text{CO} + \text{e}^-$	19.07
6	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{C}^+ + \text{O}_2 + \text{e}^-$	27.9
7	$\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^{++} + 2\text{e}^-$	37.6
8	$\text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^+ + \text{e}^-$	15.6
9	$\text{N}_2 \rightarrow \text{N}^+ + \text{N} + \text{e}^-$	24.3
10	$\text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^{++} + 2\text{e}^-$	43.6
11	$\text{CO} \rightarrow \text{CO}^+ + \text{e}^-$	14.01
12	$\text{CO} \rightarrow \text{C}^+ + \text{O} + \text{e}^-$	22.37
13	$\text{CO} \rightarrow \text{O}^+ + \text{e}^-$	24.71
14	$\text{O} \rightarrow \text{O}^+ + \text{e}^-$	13.61
15	$\text{O} \rightarrow \text{O}^{++} + 2\text{e}^-$	48.74
16	$\text{O}^+ \rightarrow \text{O}^{++} + \text{e}^-$	35.13

Table 2. Sources for double-ionisation cross sections, either from theoretical estimates or from laboratory measurements.

Ionisation	Photoionisation
$\text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^{++} + 2\text{e}^-$	Simon et al. (2005) theoretical estimates This work, based on Samson (1990)
$\text{O} \rightarrow \text{O}^{++} + 2\text{e}^-$	Fennelly & Torr (1992) Angel & Samson (1988)
$\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^{++} + 2\text{e}^-$	Masuoka (1994)
$\text{O}^+ \rightarrow \text{O}^{++} + \text{e}^-$	Baluja & Zeppen (1988) Kjeldsen et al. (2002) Aguilar et al. (2003)
Ionisation	Electron impact
	Krishnakumar & Srivastava (1990)
$\text{N}_2 \rightarrow \text{N}_2^{++} + 2\text{e}^-$	Märk (1975) Halas & Adamczyk (1972) Straub et al. (1996)
$\text{O} \rightarrow \text{O}^{++} + 2\text{e}^-$	Itikawa & Ichimura (1990) Zipf (1985) Ziegler et al. (1982)
$\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO}_2^{++} + 2\text{e}^-$	Tian & Vidal (1998)
$\text{O}^+ \rightarrow \text{O}^{++} + \text{e}^-$	Aitken & Harrison (1971) Yamada et al. (1988)

3. The case of O^{++} ions: comparison between modelled and measured densities

The Pioneer Venus Orbiter carried 17 experiments, including a neutral mass spectrometer and an ion-mass spectrometer (Russell 1992). It allowed Hedin et al. (1983) to build a model of the Venusian thermosphere. However, although the mission lasted 14 years, no low-altitude data were being recorded during low solar activity, which put some constraints and uncertainties on the thermospheric model. The Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS) allowed the detection of atomic doubly-charged ions such as O^{++} (Taylor et al. 1980). However, the spectrometer was designed to detect only specific, preselected ions excluding CO_2^{++} . The sensitivity threshold of INMS was 5 particles per cm^3 . The N_2^{++} dication cannot be distinguished from N^+ because both ions have the same $\frac{m}{q}$ ratio (where m is the mass

**Fig. 1.** The O^{++} density comparison between the model and the PVO experiment. The black points correspond to the PVO measurements. The thick full lines shows the result of our modelling. The thin full lines correspond to the larger divergence when varying H between 5×10^4 and $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ beyond 200 km. The dashed lines correspond to the model without O^+ photoionisation.

and q the charge). We have selected three orbits in the PVO data base, which represent three different geophysical conditions:

- Orbit 185: 1979-6-07; $F_{10.7} \approx 230$. Solar zenith angle $\approx 0^\circ$: the usual orbit used for O^{++} density calculations (Fox & Victor 1981). The mean latitude over the orbit $\approx 0^\circ$.
- Orbit 441: 1980-2-19; $F_{10.7} \approx 180$. Solar zenith angle $\approx 51^\circ$: it is an orbit with a medium solar angle. The mean latitude over the orbit $\approx 0^\circ$.
- Orbit 14: 1978-12-18; $F_{10.7} \approx 130$. Solar zenith angle $\approx 85^\circ$: it is a boundary condition for both model and experimental conditions. The mean latitude over the orbit $\approx 15^\circ$.

The PVO measurements used as inputs in our model are the electron density, the electron temperature, and the O^+ density. The latter will be of utmost importance in the modelling, as the final density results are very sensitive to this parameter. As stated above, the solar flux comes from the EUV model of Tobiska (1993) and they correspond to the decimetric indexes on the day of the experiment. The ion temperature is adapted from Fox & Sung (2001). The H densities have been inferred from Hartle et al. (1996). For orbit 185 and 441, their values are $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ above 200 km, corresponding to high solar activity. For orbit 14, the value is $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ corresponding to a mean solar activity above the terminator.

The results are shown in Fig. 1. For orbit 185, the O^{++} density was modelled by Fox & Victor (1981). Using a photoionisation model, Fox computed a reaction rate constant of $k_0 = 1.5 \pm 0.75 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ for the reaction $\text{O} + \text{O}^{++} \rightarrow 2\text{O}^+$. This model took neither the electron impact ionisation nor the electron recombination of O^{++} into account. More recently, the Simon et al. (2005) calculations on Earth showed a better agreement considering a constant rate of $k_0 = 1.06 \pm 0.4 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. We considered both values here, and found much better agreement with the second one. We did not need to adjust the other input parameters, like the input solar flux, the chemical reaction rates, the absorption and collision cross sections, and the neutral atmosphere.

The agreement is already very good in orbits 185 and 441 when the O^+ density used in the model comes from PVO measurements with $H = 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ above 200 km. This H density

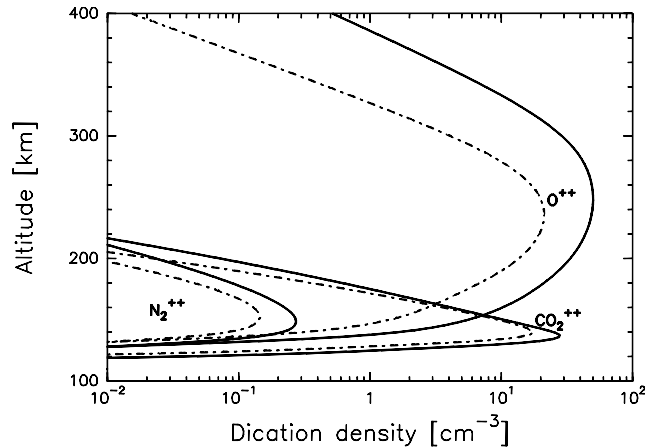


Fig. 2. O^{++} , N_2^{++} , CO_2^{++} densities. Latitude: 45° , solar zenith angle: 45° H density: 5×10^4 Full lines: $F_{10.7} = 200$. Dashed lines: $F_{10.7} = 80$.

value is compatible with the solar conditions during orbit 185 as seen from Hartle et al. (1996). When this value is enhanced to $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, the model and measurements diverge above 260 km. When neglecting the single ionisation of O^+ (Fig. 1) a worse divergence occurs above the same altitude.

At low altitudes, the model slightly overestimates the O^{++} density. According to Fox & Sung (2001), the atomic O mixing ratio can be too high at high solar activity in the VTS3 model (Hedin et al. 1983), explaining this small discrepancy.

The 14th orbit constitutes a boundary condition. The latitude is about 15° , while the solar zenith angle is 85° . In that case, we are at the planet's terminator. Moreover, the solar activity is lower ($F_{10.7} \approx 130$). In these conditions, the H density is likely to be $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (Hartle et al. 1996). With this value, our model fits the measurements perfectly, while a lower H density value ($5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$) results in a degradation above 200 km.

From these three cases, we have highlighted the usability range in which our model is valid.

4. Dication densities

In Fig. 2, we show the dication densities at a middle latitude in two solar conditions: strong ($F_{10.7} = 200$) and quiet ($F_{10.7} = 80$). We predict a CO_2^{++} layer centred on an altitude of 140 km with a density reaching 30 cm^{-3} in active solar conditions and 20 cm^{-3} in quiet solar conditions. These values are close to the N_2^+ values (Fox & Sung 2001). At a low altitude (120 km), they are higher than the N^+ or C^+ densities. The density of the N_2^{++} layer centred on 140–150 km altitude can reach 0.3 cm^{-3} . This makes N_2^{++} a very minor ion in the Venusian ionosphere.

5. Detectability of doubly-charged ions

5.1. N_2^{++}

The ion mass spectrometry technique cannot be used to detect N_2^{++} because this method performs the selection by the mass-to-charge (m/q) ratio. Lilensten et al. (2005) have shown that N_2^{++} may still be detected by fluorescence in the case of Titan. The emissive excited state $D^1\Sigma_u^+$ is 7.8 eV above the ground state (Ahmad 2002; Olsson et al. 1988). Two bands corresponding to the $D^1\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+$ (0, 0) and (1, 1) transitions have already been observed experimentally in the 158.7–159.4 nm range (Cossart & Launay 1985; Olsson et al. 1988). Using the results

of Ehresmann et al. (2003), a rough approximation leads us to suppose that nearly 10% of the total of N_2^{++} ions created by double photoionisation at the cross-section peak near 65 eV are produced in the $D^1\Sigma_u^+$ state. From a simple altitude integration, we would expect about 0.6 Rayleigh produced in the fluorescence state in quiet conditions and 1.7 Rayleigh in active solar conditions. These values are three times higher than those predicted on Titan.

The Venus Express SPICAV ultraviolet spectrometer has a range of 118–320 nm with a resolution of 1.5 nm; therefore, the detection of such a fluorescence may be difficult but not impossible.

5.2. CO_2^{++}

The CO_2^{++} dication has no significant known fluorescence line. Therefore, the most appropriate method of detection is the ion-mass spectrometry technique. For CO_2^{++} the mass-to-charge ratio equals 22. Therefore this ion is a very good candidate for detection, since no other species in the Cytherean atmosphere has the same ratio. The closest ratios are 16 for O^+ and 28 for both N_2^+ and CO^+ . The only species with the same mass-to-charge ratio is the $^{22}\text{Ne}^+$ ion. However the main isotope of Ne^+ has an m/q ratio of 20, and its density in the Cytherean ionosphere is known to be extremely low, well below the density of CO_2^{++} predicted here. Thus no contamination from this component is likely to occur. Finally, the Analyser of Space Plasma and Energetic Atoms (ASPERA-4) onboard Venus Express was not designed to detect CO_2^{++} .

6. Conclusions

For the first time, the density of molecular dications has been modelled in the diurnal upper atmosphere of Venus. The O^{++} density was also computed and successfully compared to PVO measurements. These densities have been calculated by using a kinetic code for the production rates and a simple chemical scheme for the chemical losses. Doubly-charged ions were produced on the dayside through primary photoionisation and secondary electron impact ionisation. In the subsolar case, an additional source of ionisation may be solar-wind electrons and protons precipitating in the ionosphere and colliding with the thermosphere. These ions are essentially lost by dissociative recombination with thermal electrons and by chemical reactions with the neutral atmosphere. Consequently, a molecular dication layer can be created. The CO_2^{++} dication layer is centred on an altitude of 140 km with a density reaching 30 cm^{-3} in active solar conditions. The density of the N_2^{++} layer centred at 140–150 km altitude can reach 0.3 cm^{-3} . The O^{++} dication is most abundant at about 300 km, with typical values of 80 cm^{-3} . In the near future, we plan to extend our approach to electron precipitation from the solar-wind, a process which can play a major role in the upper atmosphere, depending on the solar activity. The measurement of molecular doubly-charged ions is a challenge for Venus Express and any planetary orbiter. The detection of such ions is of prime interest for the community involved in aeronomy studies that seek to understand their role in planetary ionospheres.

Acknowledgements. The authors wish to thank Mathieu Barthélemy (LPG, France) for helpful discussions and Héloïse Soldi-Lose (Institut für Chemie, Berlin, Germany) for useful advices.

References

- Aguilar, A., Covington, A. M., Hinojosa, G., et al. 2003, *ApJS*, 146, 467
- Ahmad, M. 2002, Ph.D. Thesis, Université Paris VI
- Aitken, K. L., & Harrison, M. F. A. 1971, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 4, 1176
- Angel, G., & Samson, J. 1988, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 21, 2441
- Baluja, K., & Zeppen, C. 1988, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 21, 2441
- Barabash, S., et al. 2006, *Planet. Space Sci.*, in press
- Bertaux, J.-L., et al. 2006, *Planet. Space Sci.*, in press
- Cossart, D., & Launay, F. 1985, *J. Mol. Spectr.*, 113, 159
- Dutuit, O., Alcaraz, C., Gerliche, D., et al. 1996, *Chem. Phys.*, 209, 177
- Ehresmann, A., Liebel, H., Schmoranzler, H., et al. 2003, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 36, 3669
- Fennelly, J. A., & Torr, D. G. 1992, *At. Dat. Nucl. Dat. Tab.*, 51, 321
- Fox, J. L., & Sung, K. Y. 2001, *J. Geophys. Res.*, 106, 21305
- Fox, J. L., & Victor, G. A. 1981, *J. Geophys. Res.*, 86, 2438
- Franceschi, P., Thissen, R., Zabka, J., et al. 2003, *Int. J. Mass Spectrom.*, 228, 507
- Halas, S., & Adamczyk, B. 1972, *Int. J. Mass Spectrom. Ion Phys.*, 10, 157
- Hartle, R. E., Donahue, T. M., Grebowsky, J. M., & Mayr, H. G. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 4525
- Häusler, B., Pätzold, M., Tyler, G. L., et al. 2006, *Planet. Space Sci.*, 54, 1315
- Hedin, A. E., Niemann, H. B., Kasprzak, W. T., & Seiff, A. 1983, *J. Geophys. Res.*, 88, 73
- Hinteregger, H. E., Bedo, D. E., & Manson, J. E. 1973, *Rad. Sci.*, 8, 349
- Honvault, P., Gargaud, M., Bacchus-Montabonel, M. C., & McCarroll, R. 1995, *A&A*, 302, 931
- Itikawa, Y., & Ichimura, A. 1990, *J. Phys. Chem. Ref. Dat.*, 19, 637
- Johnsen, R., & Biondi, M. A. 1978, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 847
- Kimura, M., Gu, J. P., Hirsch, G., & Buenker, R. J. 1996, *Phys. Rev. A*, 53, 4164
- Kjeldsen, H., Kristensen, B., Brooks, R. L., et al. 2002, *ApJS*, 138, 219
- Krishnakumar, E., & Srivastava, S. K. 1990, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 23, 1893
- Lilensten, J., & Blelly, P. L. 2002, *J. Atm. Terr. Phys.*, 64, 775
- Lilensten, J., Witasse, O., Simon, C., et al. 2005, *Geophys. Res. Lett.*, 32, 3203
- Märk, T. D. 1975, *J. Chem. Phys.*, 63, 885
- Masuoka, T. 1994, *Phys. Rev. A*, 50, 3886
- Mathur, D. 2004, *Phys. Rep.*, 391, 1
- Mathur, D., Andersen, L., Hvelplund, P., Kella, D., & Safvan, C. 1995, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 28, 3415
- Nakada, M., & Singer, S. 1968, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, 15, 163
- Olsson, B. J., Kindvall, G., & Larsson, M. 1988, *J. Chem. Phys.*, 88, 7501
- Richards, P. G., Fennelly, J. A., & Torr, D. G. 1994, *J. Geophys. Res.*, 99, 13283
- Russell, C. T. 1992, Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, 66, 225
- Samson, J. A. 1990, *Phys. Rev. Lett.*, 65, 2861
- Seiersen, K., Al-Khalili, A., Heber, O., et al. 2003a, *Phys. Rev. A*, 68, 022708
- Seiersen, K., Heber, O., Jensen, M. J., Safvan, C. P., & Andersen, L. H. 2003b, *J. Chem. Phys.*, 119, 839
- Simon, C., Lilensten, J., Dutuit, O., et al. 2005, *Ann. Geoph.*, 23, 781
- Straub, H. C., Renault, P., Lindsay, B. G., Smith, K. A., & Stebbings, R. F. 1996, *Phys. Rev. A*, 54, 2146
- Taylor, H. A., Brinton, H. C., Bauer, S. J., et al. 1980, *J. Geophys. Res.*, 85, 7765
- Tian, C., & Vidal, C. R. 1998, *J. Chem. Phys.*, 108, 927
- Tobiska, W. K. 1991, *J. Atm. Terr. Phys.*, 53, 1005
- Tobiska, W. K. 1993, *J. Geophys. Res.*, 98, 18879
- Tobiska, W. K., & Eparvier, F. G. 1998, *Sol. Phys.*, 177, 147
- Torr, D. G., & Torr, M. R. 1979, *J. Atm. Terr. Phys.*, 41, 797
- Torr, M. R., & Torr, D. G. 1985, *J. Geophys. Res.*, 90, 6675
- Witasse, O., Dutuit, O., Lilensten, J., et al. 2002, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 104
- Witasse, O., Dutuit, O., Lilensten, J., et al. 2003, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 12
- Witasse, O., & Nagy, A. F. 2006, *Planet. Space Sci.*, 54, 1381
- Yamada, I., Danjo, A., Hirayama, T., et al. 1988, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 57(8), 2699-2704
- Ziegler, D. L., Newman, J. H., Smith, K. A., & Stebbings, R. F. 1982, *Planet. Space Sci.*, 30, 451
- Zipf, E. C. 1985, *Planet. Space Sci.*, 33, 1303

Modelling the Venusian airglow

G. Gronoff¹, J. Lilensten¹, C. Simon^{1,2}, M. Barthélemy¹, F. Leblanc³, and O. Dutuit¹

¹ Laboratoire de Planétologie de Grenoble, Université Joseph Fourier - CNRS, France
e-mail: guillaume.gronoff@obs.ujf-grenoble.fr

² Research and Scientific Support Department of ESA, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands

³ Service d'aéronomie du CNRS/IPSL, Verrières-le-Buisson, France

Received 19 March 2007 / Accepted 5 February 2008

ABSTRACT

Context. Modelling of the Venusian ionosphere fluorescence is required, to analyse data being collected by the SPICAV instrument onboard Venus Express.

Aims. We present the modelling of the production of excited states of O, CO and N₂, which enables the computation of nightglow emissions. In the dayside, we compute several emissions, taking advantage of the small influence of resonant scattering for forbidden transitions.

Methods. We compute photoionisation and photodissociation mechanisms, and the photoelectron production. We compute electron impact excitation and ionisation, through a multi-stream stationary kinetic transport code. Finally, we compute the ion recombination using a stationary chemical model.

Results. We predict altitude density profiles for O(¹S) and O(¹D) states, and emissions corresponding to their different transitions. They are found to agree with observations. In the nightside, we discuss the different O(¹S) excitation mechanisms as a source of green line emission. We calculate production intensities of the O(³S) and O(⁵S) states. For CO, we compute the Cameron bands and the Fourth Positive bands emissions. For N₂, we compute the LBH, first and Second Positive bands. All values are compared successfully to experiments when data are available.

Conclusions. For the first time, a comprehensive model is proposed to compute dayglow and nightglow emissions of the Venusian upper atmosphere. It relies on previous works with noticeable improvements, both on the transport side and on the chemical side. In the near future, a radiative-transfer model will be used to compute optically-thick lines in the dayglow, and a fluid model will be added to compute ion densities.

Key words. planets and satellites: individual: Venus – atmospheric effects – Sun: UV radiation – space vehicles: instruments

1. Introduction

Venus ultraviolet emissions have been studied for decades, by spacecrafts such as Pioneer Venus Orbiter (PVO), or space observatories such as Astro-2 (Feldman et al. 2000; Fox & Dalgarno 1981). A review of the modelling and observations of these emissions, can be found in Fox & Bougher (1991). The oxygen green line was discovered in the nightside of Venus (Slanger et al. 2001), opening a controversy about its origin. A mesospheric origin was suggested by an unobserved high vibrational O₂^{*} state, or an unobserved quenching reaction. In the present paper, we present a new code called TRANS-VENUS, which is one of the first multi-stream codes on Venus providing a new insight on these phenomena.

2. The production model TRANS-VENUS

The production of ions and excited states is based on the telluric kinetic part of TRANSCAR (Lilensten & Blelly 2002), called TRANSSOLO. The Venusian version was described in Gronoff et al. (2007). This code was adapted for Mars (Witasse 2000; Witasse et al. 2002, 2003), and Titan (Lilensten et al. 2005). It consists of the computation of both primary production due to photoabsorption, and secondary production due to electron impact. A model of the Venusian thermosphere is required to achieve this computation. In the following, we describe how

the code was developed to compute the excitation and emission rates.

2.1. Overview of the code

The main function of the TRANS-VENUS code is to compute the production of ions and excited species. By adding a chemical model, the densities and emissions of these species can be derived (see paragraph 3). The inputs are a neutral atmosphere model, an EUV/XUV flux model, and an electron precipitation spectrum for the nightside. A model of electron and ion densities and temperatures is required because the TRANS-VENUS code to date includes no fluid part. All of these models are described in the following section.

2.2. Adaptation of the code to Venus

The primary production is computed through a Beer-Lambert law (e.g. Simon et al. 2005). We use the semi-empirical model EUV/XUV called solar 2000 (Tobiska 1991, 1993; Tobiska & Eparvier 1998). In this model, the EUV spectrum is divided into 39 energy boxes, which correspond to wavelengths from 2 to 105 nm. These boxes are sufficient in the modelling of ionisation, but not of excitation mechanisms. We added a simple model for wavelengths ranging from 105 to 170 nm, which includes the Ly_α line (Bossy 1983). The dependence of the new

fluxes on solar activity, is implied by both the $F_{10.7}$ parameter (used in addition with the other fluxes), and the $F_{10.7}^{\text{av}}$ parameter (the three months average of $F_{10.7}$). The low-energy, UV solar lines (from Ly α , 1216 Å to 1800 Å) are necessary to compute the O(¹S) and O(¹D) states (upper states of the transitions that create the green 5577 Å line, and red triplet lines, about 6300 Å) from CO₂ photodissociation. The cross-section is adapted from Lawrence (1972b) and Slinger et al. (1974). However, large uncertainties about the differential cross section remain, and hence about the red line production rates (Huestis & Slinger 2006). The production of ions and excited states by photoelectron impact is computed using a multi-stream code (Lilensten & Blelly 2002; Simon et al. 2005). The major modifications with regards to the Martian and Titan models (Witasse 2000; Lilensten et al. 2005) concern the atmospheric model (thermosphere, ionosphere with electron and ion temperatures, and the electron density), and the excitation cross-sections, some of which have been added to the Martian model. The neutral atmosphere is computed from the VTS3 model (Hedin et al. 1983). The neutral species considered in the model are CO₂, N₂, CO, O, H, and N. At all altitudes, the O₂ concentration is considered to be 3×10^{-3} that of CO₂ (Fox & Sung 2001). Taking the altitude density profile of H atoms provided by Hartle et al. (1996), even if both H and N atoms are considered for chemical reactions, their ionisation is not accounted for, because the H⁺ and N⁺ ionised species do not contribute significantly to the emission (Fox & Sung 2001).

Observations of solar activity, location, time, and solar zenith angle, are used as input conditions for the VTS3 model. The neutral temperature is taken from the VTS3 model, the ion temperature is based on Fox & Sung (2001), and the electron temperature is taken from Theis et al. (1980, 1984), extended down to 100 km in correlation with Fox and Sung's temperature. It allows extending the model applicability to nighttime conditions. An example of temperatures can be found in Fig. 1. The electron density is taken from Theis et al. (1980, 1984), and is based on PVO measurements. Because some excitations are caused by the recombination of ion species, an ion density model is required. CO(*a*³Π) can for example be excited by the recombination of CO₂⁺. In addition, the densities of CO₂⁺, and O₂⁺ are needed. In preparation for VEX future data, we use a stationary chemical model ($\frac{dn}{dt} = 0$ with n a specie concentration, t , time). The reaction rates are taken from Fox & Sung (2001). Fox & Sung (2001) showed that the electron density is approximately equal to the O₂⁺ density below 200 km, and to the O⁺ density above this altitude. We adapted the code accordingly (see Fig. 1). In the future, the ion density model will be improved by the inclusion of a fluid transport module. The densities provided by the code are inaccurate, but sufficient to determine emission rates approximately, which is our main objective.

2.3. Cross section of the Venusian species

- CO₂ and CO: ionisation cross-sections (for both primary and secondary productions) were reviewed by Witasse (2000). Excitation (non-dissociative and dissociative) cross-sections are summarised in Tables 1 and 2.
- N₂: ionisation and excitation cross-sections are listed in Lilensten et al. (2005).
- O and O₂: ionisation and excitation cross-sections are listed in Lilensten & Blelly (2002). The cross-section for the O(³P)_{ground state (1s)²(2s)²(2p)³(3s)¹ – O(³P)_{(1s)²(2s)²(2p)³(3p)¹} transition by electron impact excitation is taken from Gulcicek et al. (1988).}

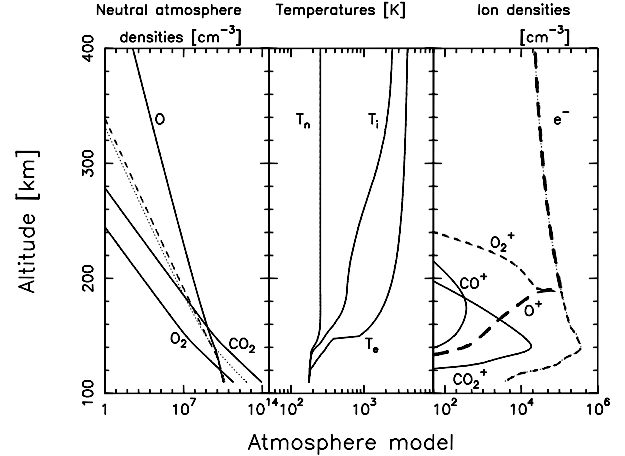


Fig. 1. The dayside upper atmosphere model. In the left panel, the dotted line represents the N₂ density and the dashed line the CO density. In the center panel, T_n is the neutral temperature, T_i the ion temperature, and T_e the electron temperature. In the right panel, an ion density semi-empirical model is used. This model was computed for $F_{10.7} = 80$, latitude: 45° at noon.

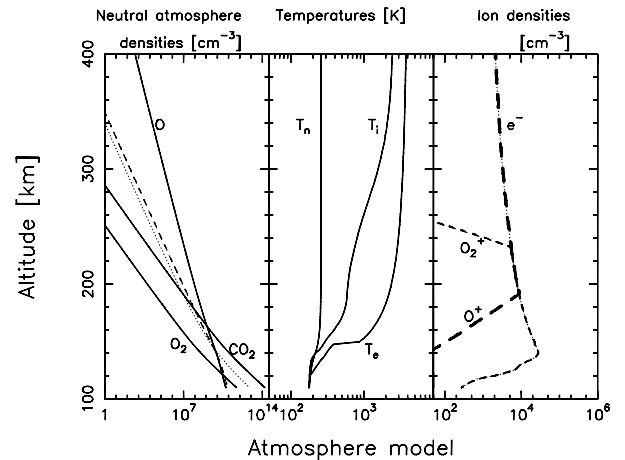


Fig. 2. The nightside upper atmosphere model. In the left panel, the dotted line represents the N₂ density and the dashed line the CO density. In the center panel, T_n is the neutral temperature, T_i the ion temperature, and T_e the electron temperature. In the right panel, an ion density semi-empirical model is used. This model was computed for $F_{10.7} = 80$, latitude: 0°, Solar zenith angle: 125°.

- O⁺: ionisation cross-sections are summarised in Simon et al. (2005).

3. Modelling the emission lines

The dayglow spectrum of Mars and Venus, which are planets with an atmosphere mainly composed of CO₂, is dominated by the CO Cameron and Fourth Positive bands below 2700 Å (Leblanc et al. 2006; Fox & Bougher 1991). The other constituents of the spectrum are H, O and C lines, and some N₂ bands. Moreover, the CO₂⁺ doublet can be seen at 2883–2896 Å. The nightglow spectrum of these planets consists mainly of O₂ and NO emissions (Fox & Bougher 1991), although other lines and bands are visible.

Table 1. Excitation cross section sources for the Cameron bands and the Fourth Positive bands of CO.

Specie/process	CO(<i>a</i> ³ Π)	CO(<i>A</i> ¹ Π)
	Cameron Bands 1900–2700 Å	4th Positive bands 1200–1800 Å
CO ₂		
Photodissociation	Lawrence (1972a)	Gentieu & Mentall (1972)
Electron impact	Witasse (2000)	Ajello (1971b)
CO ₂ ⁺ + e ⁻	Skrzypkowski et al. (1998)	Tsuji et al. (1998)
CO		
Resonant scattering	James (1971)	Eidelsberg et al. (1999)
Electron impact	Ajello (1971a)	Beegle et al. (1999)

Table 2. Excitation cross section sources for atomic oxygen emissions.

Specie/process	O(¹ S)	O(¹ D)	O(³ S)	O(³ S)
	Green line 5577 Å	Red line 6300 Å	1304 Å	1356 Å
	Forbidden transition	Forbidden transition		
CO ₂				
Photodissociation	Lawrence (1972b)	Slanger et al. (1974)	Wu & Judge (1979)	
Electron impact	Witasse (2000)		Ajello (1971b)	Ajello (1971b)
CO				
Photodissociation			Wu & Judge (1979)	
Electron impact			Ajello (1971a)	
O				
Resonant scattering	ng ¹	ng	Biemont & Zeippen (1992)	Biemont & Zeippen (1992)
Electron impact	1194 ²	1194	1194	1194

¹ Negligible.² Lummerzheim & Liliensten (1994).

To model the emission lines and bands, we must compute the densities of excited states, which can be populated by electron impact excitation or dissociation (by recombination, photoabsorption or electron impact) of a molecule, and by resonant or fluorescent scattering.

- Resonant scattering is the production of an excited state by photoexcitation, followed by radiative relaxation; photons are both emitted and absorbed at the same wavelength. The O(³S) → O(³P) transition, for example, emits a line at 1304 Å. The resonant scattering that produces the O(³S) state is thus the excitation of O(³P) at 1304 Å which produces O(³S).

Resonant scattering is important when solar lines are present at these wavelengths. Resonant scattering is normally described by a radiative-transfer model.

- Fluorescent scattering is similar to resonant scattering (excitation by photoabsorption) but produces the emission of bands instead of lines: the excited state can be populated by wavelengths that can be very different. The Fourth Positive bands can for example be populated by the Ly_α line, and by the 1304 Å line (even if the second case is negligible in practice).
- Loss rates such as quenching, and relaxation by emission, are required to compute the density. We therefore require the quenching rates and the Einstein factors *A*.

The quenching for allowed transitions are negligible, but not those of forbidden transitions that have a long deactivation time (small Einstein *A* factor). More precisely, the Einstein factor

for spontaneous emission should be greater than the collision frequency. The collision frequency is approximately 10³ s⁻¹ at 100 km (the basis of our altitude grid), and decreases with increasing altitudes to values about 1 at 400 km. Resonant scattering is not negligible for allowed transitions. A radiative transfer code is therefore required to model the lines on the dayside. Since our radiative transfer model is still in development, we will not address resonant scattering. A band is the result of many rovibronic deactivations, and to compute a line (of this band) is equivalent to analysing one of its states. The Einstein coefficient of this particular transition and hypothesis (or data) on the vibrational and rotational temperatures, are required to know the state populations.

3.1. O

The relaxation of atomic oxygen in various states produces four main features (lines, multiplets) in the planetary dayglow and nightglow: the red line (a triplet), the green line (with a proportional multiplet at 2976 Å), and the 1304 and 1356 Å multiplet (Fig. 3).

3.1.1. Green line: O(¹S) → O(¹D) and 2972 Å multiplet: O(¹S) → O(³P)

The deactivation of the O(¹S) oxygen state, creates the green line O(¹S) → O(¹D) at 5577 Å, and the 2972 Å emission (O(¹S) → O(³P)). The branching ratio is 94% for the green line, and 6% for

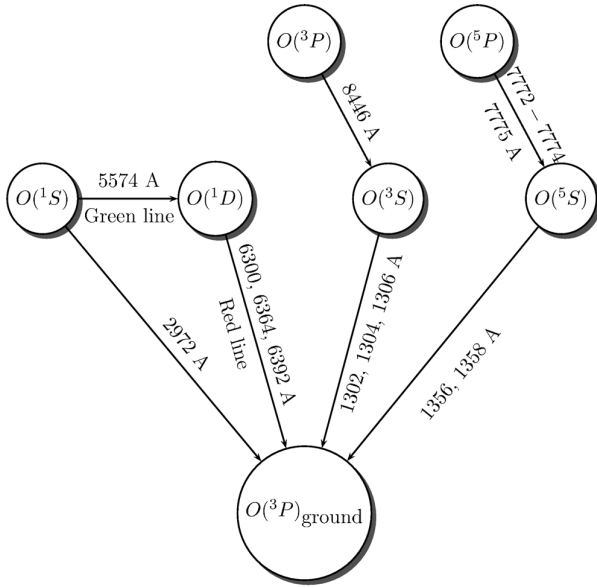


Fig. 3. States and transitions of atomic oxygen taken into account. Except for $O(^5P)$.

2972 Å. This is the recommended NIST $I(5577)/I(2972) = 16$ value. Slanger et al. (2006a) report a ratio of 9.8 ± 1.0 for the terrestrial nightglow, which is not used in this article. Because both transitions are forbidden, the state is metastable and we have to compute the quenching factors.

Production mechanisms of the $O(^1S)$ state:

- p1: electron-impact on O;
- p2: dissociative recombination of O_2^+ ;
- p3: collisional deactivation of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$;
- p4: O_2 photodissociation;
- p5: barth mechanism (or alternative reaction: $N + O_2^+$, see below and Appendix A);
- p6: CO_2 photodissociation;
- p7: electron-impact on CO_2 .

Loss mechanisms:

- 11: radiative transitions (to $O(^1D)$ and $O(^3P)$);
- 12: quenching by O_2 ;
- 13: quenching by O;
- 14: quenching by CO;
- 15: quenching by CO_2 ;
- 16: quenching by N_2 ;
- 17: quenching by electron-impact.

The above quenching reactions mainly relax the $O(^1S)$ state to the ground state ($O(^3P)$), but can also produce $O(^1D)$. Reaction rates are given in Table 4. 31% of the O_2 quenching, and 63% of the CO_2 quenching, create the $O(^1D)$ state. The reaction $O(^1S) + e^- \rightarrow O(^1D) + e^-$ (quenching by electron impact) has a rate of $8.5 \times 10^{-9} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (Berrington & Burke 1981).

The collisional deactivation of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, to produce $O(^1D)$ (reaction p3), is computed using the following expression (Lummerzheim & Liliensten 1994, and references therein):

$$P_{O(^1D)} = 0.36 P_{N_2(A^3\Sigma_u^+)} / \left(1 + \frac{0.38}{2.8 \times 10^{-11} \times [O]} \right)$$

where P_x is the production of the species x and $[O]$ is the O density.

On Earth, the Barth mechanism (Barth & Hildebrandt 1961) is at the origin of the nightglow mesospheric, green-line emission. This mechanism is a three-body process, followed by an excitation transfer: $O + O + M \rightarrow O_2^* + M$; $O_2^* + O \rightarrow O_2 + O(^1S)$, where M is a mixture of molecular oxygen and nitrogen. This mechanism is probably also responsible for nightglow emission on Venus, where M is carbon dioxide (Fox 2004). Following (Slanger et al. 2006b), it is efficient however only if the excited state O_2^* is $O_2(c^1\Sigma_u^-, \nu \geq 2)$. This high-vibrational level has never been observed in the Venesian atmosphere. This may be due to the observational process whereby the c -state produces the Herzberg II emission during deexcitation. The $\nu \geq 2$ emission was not observed, which is why Slanger et al. (2006b) proposed an alternative process that involves the reaction of $O_2(c^1\Sigma_u^-, \nu = 0)$ with CO, to form $O(^1S)$. Neither the chemical rate of this reaction, nor the population of the $\nu = 0$ state of O_2 , however, are known, and we consider this assumption no further in this paper.

The second point is that the green line is highly variable (see for example Figs. 2–4 in Slanger et al. 2006b). The Barth mechanism is efficient at low altitudes (typically about 105 km), where the atmosphere is stable and can hardly account for the emission variability.

Back in the 1970s, Frederick et al. (1976); Kopp et al. (1977) proposed a new reaction in the Earth's thermosphere: $N + O_2^+ \rightarrow NO^+ + O(^1S)$. This reaction could account for the emission variability at Venus. However, the atomic and chemical parameters make this reaction improbable theoretically.

These three reactions (Barth, Slanger and Frederick/Kopp) are discussed in detail in the Appendix A. In the following, we will compare the Barth and the Frederick/Kopp mechanisms.

3.1.2. Red line: $O(^1D) \rightarrow O(^3P)$

The red line, a triplet at 6300, 6363, and 6391 Å, is produced by the deactivation of the $O(^1D)$ state. This state is metastable and thus the computation of the quenching is required. The production mechanisms of the $O(^1D)$ state are:

- p1: electron-impact on O;
- p2: dissociative recombination of O_2^+ ;
- p3: O_2 photodissociation;
- p4: thermal electron impact on O;
- p5: cascading from $O(^1S)$ state;
- p6: $N(^2D) + O_2$;
- p7: $N^+ + O_2$;
- p8: dissociative recombination of CO^+ ;
- p9: quenching of the $O(^1S)$ state that produce $O(^1D)$;
- p10: CO_2 photodissociation.

The loss mechanisms are:

- 11: radiative transitions;
- 12: quenching by O_2 ;
- 13: quenching by O;
- 14: quenching by N_2 ;
- 15: quenching by thermal electrons;
- 16: quenching by CO_2 ;
- 17: quenching by CO.

3.1.3. 8446 Å: $O(^3P)$

The 8446 Å line corresponds to the $O(^3P) \rightarrow O(^3S)$ transition. The $O(^3P)$ level electronic configuration, $(1s)^2(2s)^2(2p)^3(3p)^1$,

which should not be confused with the $O(^3P)$ fundamental state, is only populated by electron impact ($O(^3P)_{\text{ground state}} \rightarrow O(^3P)$ is forbidden). This transition populates the $O(^3S)$ level.

The transition $O(^3P) \rightarrow O(^3S)$ has an Einstein coefficient $A = 3.22 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, whereas the coefficient for $O(^3P) \rightarrow O(^5S)$ at 6726 \AA is $A = 6.44 \times 10^2 \text{ s}^{-1}$. We can therefore neglect the second transition, and consider the $O(^3P)$ state as a secondary source of $O(^3S)$.

3.1.4. 1302–1304–1306 Å triplet: $O(^3S)$

The $O(^3S)$ level is unstable ($A_{1302} = 3.41 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$). Moreover, the 1304 \AA line is optically thick for Venus (Fox & Bougher 1991). Kassal (1975, 1976) showed that the (9, 0) Fourth Positive bands of CO, contaminate the $O(^3S)$ triplet. We need to develop a radiative-transfer code that simulates correctly both dayside and nightside.

3.1.5. 7772–7774–7775 Å triplet: $O(^5P)$

As for the 8446 \AA , the triplet near 7772 \AA is a transition between two excited levels: $O(^5P) \rightarrow O(^5S)$. The Einstein coefficient for the transition is $A = 3.69 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. This state can be considered as a secondary source of $O(^5S)$. We do not include this source in our simulations.

3.1.6. 1356–1359 Å doublet: $O(^5S)$

The $O(^5S)$ level is also an unstable level ($A_{1355} = 4.20 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$): although the transition is forbidden, the radiative decay is faster than the quenching decay. The $O(^5S) \rightarrow O(^3P)$ transition needs a radiative-transfer model because the (14, 4) Fourth Positive bands of CO contaminate the 1356 \AA line (Kassal 1975, 1976). Moreover, the (3, 0) Lyman-Birge-Hopfield (LBH) bands at 1354 \AA blend the line.

3.2. CO

The Cameron and Fourth Positive bands of CO, are the major features in the dayglow spectrum of Venus and Mars. These bands emit between 1200 and 2800 \AA .

3.2.1. Cameron bands

The Cameron bands are intense between 1900 and 2700 \AA . They are generated by the $CO(a^3\Pi) \rightarrow CO(X^1\Sigma)$ transition. Fluorescent scattering is negligible, and it is a metastable state (lifetime 8 ms , Fox & Bougher (1991) and references therein). We therefore only consider deactivation radiation for this state.

The production sources taken into account are:

- p1: dissociation through electron impact on CO_2 ;
- p2: CO_2 photodissociation;
- p3: CO_2^+ dissociative recombination;
- p4: electron impact on CO;

This simulation is valid on both dayside and nightside.

3.2.2. Fourth positive bands

The Fourth Positive bands emit radiation of wavelengths between 1200 and 2800 \AA , which is of particularly high intensity

between 1300 and 1800 \AA (Fox & Bougher 1991). This is produced by an allowed transition between $CO(A^1\Pi)$ and $CO(X^1\Sigma)$. 90% of the dayside production of the upper state comes from the fluorescent scattering of the Ly_α line by the $v' = 14$ progression (Fox & Bougher 1991; Kassal 1975, 1976). In our model, the fluorescent scattering has not yet been implemented, and our simulation is therefore only valid at night. The production sources taken into account are:

- p1: dissociation through electron impact on CO_2 ;
- p2: CO_2 photodissociation;
- p3: CO_2^+ dissociative recombination;
- p4: electron impact on CO.

3.3. CO_2

The CO_2 molecule has only a few UV-Visible emission lines, because it tends to dissociate or ionise at low energy ($\approx 10 \text{ eV}$). Thus, the ultraviolet emission of CO_2 is produced mainly by its ion, CO_2^+ . The main emissions of this ion are the UV doublet close to 2900 \AA , and the Fox-Duffendack-Barker bands. Both transitions are allowed, and resonant scattering is not negligible.

3.3.1. $CO_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ UV doublet

The 2883 – 2896 \AA doublet is produced by the radiative deactivation of the $CO_2^+(B^2\Sigma_u^+)(0, 0, 0)$ state to the ground level. The resonant scattering of this transition is negligible (2% of the total production), considering electron impact ionisation or photoionisation of CO_2 (Fox & Bougher 1991).

3.3.2. $CO_2^+(A^1\Pi_u)$: the Fox-Duffendack-Barker bands

These bands arise from the radiative deactivation of the $CO_2^+(A^1\Pi_u)$ state to the ground level. Resonant scattering is responsible for 30% of this emission (Fox & Bougher 1991). The other sources are electron impact ionisation and photoionisation.

3.4. N_2

The N_2 emission lines have not yet been observed in the Venusian airglow.

As the atmosphere is composed of only 2% N_2 , these lines (or bands) are expected to be weak. The detection of these emissions is therefore a challenging task for Venus Express.

3.4.1. $N_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$ the Second Positive bands

The Second Positive bands come from the $N_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$ allowed transition. Thus, it populates the $N_2(B^3\Pi_g)$ state, which is the upper state of the First Positive bands. The $N_2(C^3\Pi_u)$ state is populated by electron impact because the $N_2(C^3\Pi_u - X^1\Sigma_g^+)$ transition is forbidden. The Second Positive bands emit radiation in the 3200 – 3800 \AA range.

3.4.2. $N_2(b'^3\Sigma_u - B^3\Pi_g)$ and $N_2(W'^3\Delta_u - B^3\Pi_g)$

As for the case of the Second Positive bands, these transitions are allowed. The upper states $N_2(b'^3\Sigma_u)$ and $N_2(W'^3\Delta_u)$, are populated only by electron impact.

3.4.3. $N_2(B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+)$ the First Positive bands

The First Positive bands correspond to the $N_2(B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+)$ allowed transition. They emit in the 6000–7500 Å range. In contrast to the $N_2(b'^3\Sigma_u - B^3\Pi_g)$ and $N_2(W'^3\Delta_u - B^3\Pi_g)$ transitions, the First-Positive-bands, upper-state is populated not only by electron impact, but also by cascade from more energetic states, and resonant scattering of the metastable, $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ -state.

3.4.4. $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ the Vegard Kaplan system

The Vegard-Kaplan system is the $N_2(A^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+)$ transition. It emits in the 1500–6500 Å range. Because $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ is metastable, the quenching processes have to be taken into account. Another effect is the photoexcitation of the $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ state by photons. Since the First Positive bands transition is allowed, and its lower level is metastable, resonant scattering is possible (Broadfoot et al. 1997), but is not taken into account in our modelling. The Einstein factor is taken from Shemansky (1969). The quenching factors in $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ are 3.1×10^{-11} for oxygen, 4.1×10^{-12} for O_2 , $1. \times 10^{-14}$ for CO_2 , and $2. \times 10^{-11}$ for CO (Dreyer et al. 1974).

3.4.5. $N_2(a^1\Pi_g - X^1\Sigma_g^+)$ the Lyman-Birge-Hopfield system

The Lyman-Birge-Hopfield (LBH) system is populated through electron impact excitation. It emits in the 1273–2190 Å range.

3.4.6. $N_2(b^1\Pi_g - X^1\Sigma_g^+)$ the Birge-Hopfield system

The Birge-Hopfield (BH) system is populated through electron impact excitation. It emits in the 950–1700 Å range.

3.4.7. $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$ the First Negative bands

The First Negative bands emit mainly at 3991 and 4278 Å, in the 0–0 and 0–1 bands. It originates in an allowed ion transition.

The sources are electron impact ionisation, photoionisation, and fluorescent scattering. At the present stage, our model only takes into account the electron impact ionisation, thus being applicable only to the nightside.

3.4.8. $N_2^+(A^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$ the Meinel bands

The Meinel bands emit in the range 6400–8000 Å. As for the First Negative bands, photoionisation and fluorescent scattering have to be taken into account for dayglow modelling. The model presently computes its nightglow.

3.5. O_2 and NO spectrum

Previous observations of the Venus nightglow emissions have shown that O_2 Herzberg II bands and NO γ and δ bands, are major features of this spectrum (Fox & Bougher 1991). Some mesospheric chemical reaction also excite O_2 (Slanger 1978; Lawrence et al. 1977; Fox & Bougher 1991; Slanger et al. 2006b; Huestis & Slanger 1993). These reactions are mainly recombination processes, involving two or three bodies, such as the $O + O + CO_2 \rightarrow O_2^* + CO_2$ reaction, for which O is transported from the dayside, where it is produced by dissociation of CO_2 .

Other mesospheric chemical reactions produce the NO bands, mainly through recombination processes of atomic

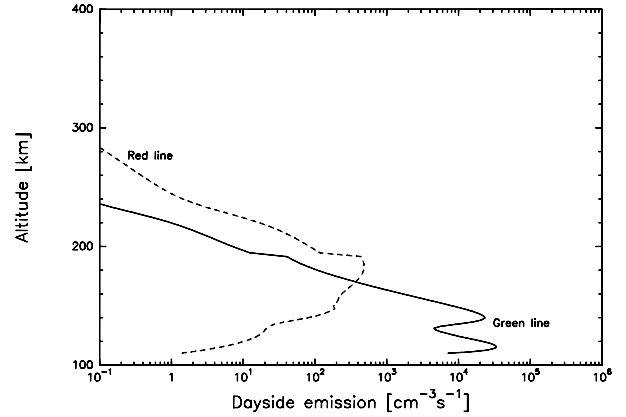


Fig. 4. The red and green line dayside emission profiles.

nitrogen with atomic oxygen (Fox & Bougher 1991; Huestis & Slanger 1993).

The altitude of the maximum production of both O_2 and NO bands, is approximately 100 km, which is beneath the ionosphere. Moreover, mesospheric chemistry is required, preventing us from including such productions in our model.

4. Dayside results

In the following paragraphs, all values will be expressed in units of Rayleigh, which is the emission of 10^{16} photons in all directions, by a source column of 1 cm^2 section. For our simulations, this column is orientated toward nadir. We count the population of a state in a column, in addition in Rayleigh. For these cases, the Rayleigh unit is the column integration of the state density, divided by 10^6 .

4.1. Atomic oxygen

4.1.1. Green line ($O(^1S)$ state)

The green line was observed indirectly, by Pioneer Venus Orbiter, at 2972 Å (Huestis & Slanger 1993). Lecompte et al. (1989) report an observation of 7 kR emission on orbit 187 ($F_{10.7} \approx 180$, $F_{10.7}^{av} \approx 160$, latitude = 45° , noon). For the same conditions, our simulation shows an intensity of 6.6 kR, in good agreement with the measurement. For that simulation, we find that about 85% of the dayside excitation is produced by the CO_2 photodissociation. In contrast, the O_2 photodissociation produces 2×10^{-5} times less $O(^1S)$, 8% from CO_2 electron impact dissociation, 2% from O_2^+ dissociative recombination, 1% from O electron impact excitation, and 1% from $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ deactivation by O.

For a smaller solar activity ($F_{10.7} = 80$, latitude = 45° , noon), a value of 71 kR is computed for the green line, and 4.4 kR for the 2972 Å line (see Fig. 4).

Both the Barth and Frederick/Kopp processes, described in the Appendix, are negligible on the dayside. Their effect on overall emission is approximately a few hundreds Rayleighs.

4.1.2. Red line ($O(^1D)$ state)

There is no report of red line observations on the dayside of Venus. Our simulation shows a red line intensity of 2 kR for low solar activity ($F_{10.7} = 80$). 86.5% of the excitation

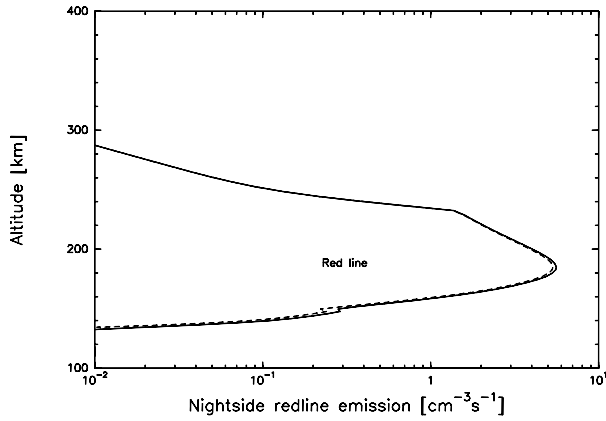


Fig. 5. The red line nightside emission profile. Dashed line: without the $O_2^+ + N$ reaction. Full line: with it. The influence of the Barth process is not shown because the quenching of the $O(^1D)$ state is too important at these altitudes. The main point in this simulation is that the observation of the red line cannot give evidences on the $O_2^+ + N$ reaction.

originates from CO_2 photodissociation, 9% from O_2 photodissociation, 2.5% from $O(^1S)$ deactivation, and 2% from the electron impact on O_2 (and O) (see Fig. 4). Such an emission should be detectable using a spectrometer from Earth, which would produce a more accurate measurement of the $O(^1D)$ yield from the photodissociation of CO_2 .

4.2. Allowed transitions

The simulation shows a 8446 Å emission at 300 R (Fig. 7), which is almost one third of the $O(^3S)$ non-radiative excitation (1.1 kR). The other main source of $O(^3S)$ is electron impact on O (775 R). For $O(^3S)$, although not allowed, (see Sect. 3.1.6), the excitation by electron impact on O , is 321 R, while the electron impact dissociation of CO_2 , creates 22 R. The production of the state that does not come from resonant scattering, is thus 343 R.

4.3. Carbon monoxide and dioxide

4.3.1. Cameron bands

The Cameron-bands emission altitude profile, can be found in Fig. 8. On the dayside, the intensity is 17.3 kR, 7 kR originating from electron impact on CO_2 , 5.3 kR from CO_2 photodissociation, 4 kR from electron impact on CO , and 1 kR from CO_2^+ dissociative recombination.

4.3.2. Fourth Positive bands

The Fourth Positive bands production, not arising from fluorescent scattering, has an intensity of 676 R: 220 R from electron impact on CO , 212 R from CO_2 photodissociation, 160 R from CO_2^+ dissociative recombination, and 84 R from electron impact on CO_2 .

4.3.3. CO_2^+ doublet

The dayside intensity of the CO_2^+ doublet is 6.9 kR. The emission profile can be found in Fig. 7.

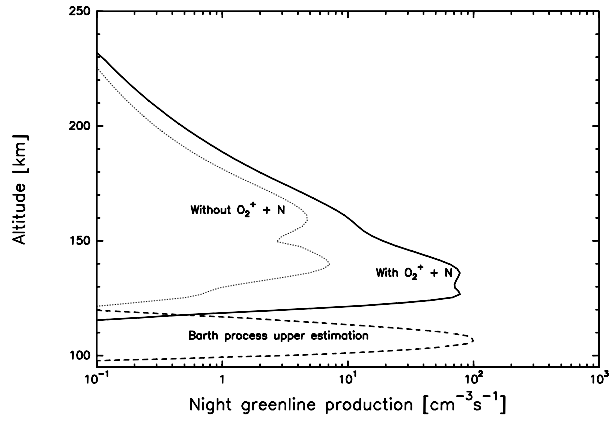


Fig. 6. Production of the nightside green line considering different chemical reactions $F_{10,7} = 80$, latitude: 0° , SZA: 125° .

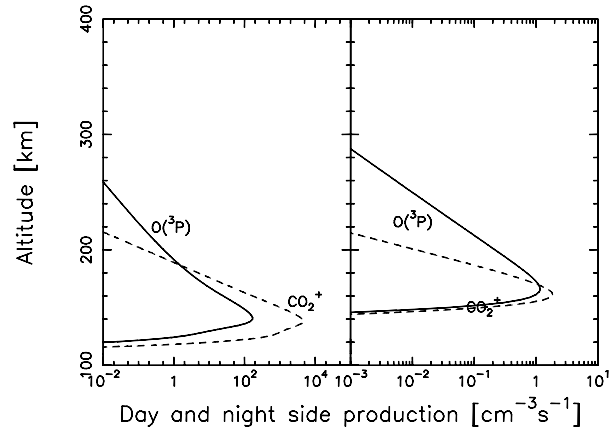


Fig. 7. The 8446 Å $O(^3P)$ and the $CO_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ doublet line emission profiles. Left panel: dayside emissions. Right panel: nightside emissions.

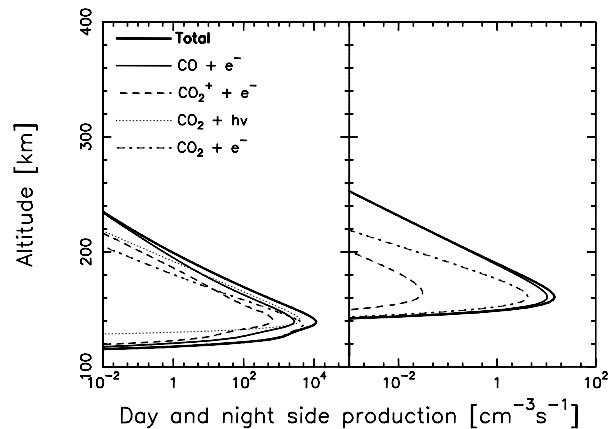


Fig. 8. Cameron bands system emission profiles. Left panel: dayside emissions. Right panel: nightside emissions. The influence of each sources is plotted.

4.4. Molecular nitrogen

The Second and First Positive N_2 bands, have intensities of 760 R and 1650 R, respectively. The Vegard Kaplan bands, have a non-radiative production of 310 R. The LBH bands have a production of 1.5 kR, from which 91 R are emitted at 1354 Å,

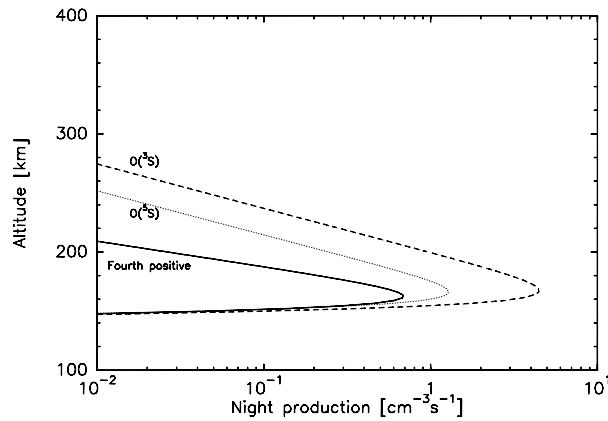


Fig. 9. Fourth Positive bands system emission profile and $O(^3S)$ and $O(^5S)$ production profile at night.

overlapping with the 1356 Å atomic oxygen line. The BH bands have a total integrated emission of 310 R.

We computed an electron impact production of 134 R for the 3914 Å line, 42 R for the 4278 Å line, and 740 R for the Meinel bands, all for the N_2^+ emissions, which require fluorescent scattering and photoionisation.

5. Nightside results

As opposed to the dayside, modelling the nightside of Venus' ionosphere requires external inputs that are difficult to estimate. For the dayside, the UV flux can be derived from direct observations (e.g. the observation at Earth, through the $F_{10.7}$ proxy, can be used). On the nightside, the energy input is electron precipitation. Owing to the lack of in-situ measurements, we can only estimate such a precipitation, which can be strongly variable, because it comes from the interaction between the planet and the highly-variable solar wind. For our calculations, we used the electron energy spectrum from Spenner et al. (1996).

5.1. Oxygen

5.1.1. Green line

In the mid seventies, the Venera probe did not observe any green line nightglow emission, during low solar activity. An upper value of 10 R was therefore proposed in Krasnopol'skii (1981). The discovery of the green line, using the Keck telescope was made during moderate solar conditions. Slanger et al. (2001) report a nighttime zenith intensity of 150 R. In order to reproduce this observation, we test two different reactions, which we discuss in detail in the Appendix A. The standard mechanism is the Barth reaction. In Fig. 6, we show our computation for a solar zenith angle of 125°. This mechanism is efficient at approximately 105 km. The $O(^1S)$ production reaches a value of about $100 \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, resulting in an integrated green-line emission of 90 R, which is not far from observation. This result is obtained with a set of chemical reaction rates, based on the similarity between CO_2 and O_2 as quenchers. Another choice of parameters (quenching ratio) can easily result in an emission intensity of 150 R (see Appendix A). In the same figure, we show the results of the $O(^1S)$ production due to the alternative Frederick/Kopp mechanism $\text{O}_2^+ + \text{N}$. This reaction requires O_2^+ densities (Singhal 1996). The $O(^1S)$ production due to Frederick/Kopp's reaction

peaks at higher values than that of the Barth mechanism, between 130 and 140 km altitude. With this reaction, the integrated green-line emission is again comparable to observations, 150 R.

Without taking into account any of these mechanisms, we obtain an integrated green-line emission, of 21 R, which is much too small compared to observations.

Regarding the physico-chemistry, the Barth mechanism is the most probable. However, large uncertainties remain, which are explained in the Appendix A. The Frederick/Kopp reaction, although chemically possible, is difficult to achieve, because the internal energy available in the $\text{O}_2^+ + \text{N}$ reaction (4.3 eV), is close to the $O(^1S)$ energy (4.2 eV). In the future, it will be necessary to explore in detail this latter reaction, and to make in-situ or limb observations of the oxygen green-line, to determine the altitude of its peak intensity, and to discriminate between the two reactions.

One additional issue will be to explain the high variability of the green-line emission. As observed by the Keck telescope, the emission varies from a deci-Rayleigh (lower detection limit) to an upper limit, which was probably more than the 167 R in its initial detection (Slanger et al. 2006b). How mesospheric processes can explain such a variability is still a debated question (see Appendix A). In contrast, PVO observations (<http://pds-ppi.igpp.ucla.edu/pvoven.htm>) show an O_2^+ variability of one order of magnitude or more, which could be compatible with the variability of the green-line emissions. The model shows that the Barth and/or Frederick/Kopp mechanisms (or a third one, see Appendix A) are responsible for the major part of the green nightglow emission. To a smaller extent, the $O(^1S)$ states are also populated by other processes, namely dissociative recombination of O_2^+ , electron impact on CO_2 , and electron impact on O, in decreasing order of importance.

5.1.2. Red line

The nightside simulation shows a red-line intensity of 27 R at 6300 Å (in the same conditions as the green-line simulations). In spite of a 30% difference, this result is compatible with the observations of Slanger et al. (2001), who estimated an upper value of 20 R. The overestimate may be attributed to the bad constraints regarding O_2^+ densities. Because the intensity is low, our value is nonetheless in the observation error range. 55% of the excitation comes from the O_2^+ dissociative recombination, 35% from $O(^1S)$ deactivation (quenching and radiative transition), and 10% from electron impact on O.

5.1.3. Allowed transitions

At night, the atomic-oxygen, allowed-transitions are weak: 4 R for the 8446 Å line, 14 R for the $O(^3S)$ excitation (10 R from electron impact on O, 4 R from the $O(^3P)$ deactivation). The 4 R production of $O(^5S)$ (though not allowed, see Sect. 3.1.6) originates from electron impact on O.

We consider that the 1304 Å emission of the $O(^3S)$ excited state is optically thick on the nightside. In that case, the 1304 Å emission is about 5 R. This is compatible with observations that derive an average value of 10 R (Fox & Bougher 1991), and, considering the sources of the line, it is compatible with the assumption of a soft electron source. This last hypothesis is compatible with the observation of the variability of the line, because the soft electron spectrum is very variable (Spenner et al. 1996). However, this will have to be studied in detail using a radiative transfer model.

Table 3. The emitting species in the Venusian atmosphere. The dayside modelling is done for $F_{10.7} = 80$, lat = 45° , noon. Nightside emission calculations are based on the electron precipitation spectrum by [Spenner et al. \(1996\)](#).

Species	Transition	Wavelength	Observed	Observations (importance, fluorescent scattering, our prediction)
CO ₂ ⁺	CO ₂ ⁺ (B ² Σ _u ⁺)	UV doublet (2883, 2896 Å)	No? ³	Estimated at 10 kR, observed at Mars, fluorescence quasi-negligible (5%). Our model: dayside: 6.9 kR nightside: 3.38 R
	CO ₂ ⁺ (A ² Π _u)	Fox-Duffendack-Barker bands (2800–5000 Å)	No?	Estimated at 15 kR, Observed at Mars, Fluorescence: 30% (Fox & Dalgarno 1981). Our model: dayside: 19.5 kR (without fluorescence) nightside: 13.5 R
CO	CO(a ³ Π)	Cameron bands (1900–2700 Å)	Stewart et al. (1979)	Fluorescent scattering negligible Our model: dayside: 17.3 kR nightside: 30 R
	CO(A ¹ Π)	Fourth Positive bands (1200–2800 Å)	Dayside: Feldman et al. (2000)	Fluorescent scattering important Contaminates O 1304, 1356 Å lines. Our model: dayside: 680 R without fluorescent scattering nightside: 1.5 R
	CO(C ¹ Σ ⁺)	Hopfield Birge bands ((0, 0) at 1088 Å)	Dayside: Feldman et al. (2000)	Observation: 44 ± 6R (CO(C ¹ Σ ⁺)(0, 0)) Not in our model.
	CO(B ¹ Σ ⁺)	Hopfield Birge bands ((0, 0) at 1152 Å)	Dayside: Feldman et al. (2000)	Observation : 128 ± 10R (CO(C ¹ Σ ⁺)(0, 0)) bundled with oxygen at 1151 Å Not in our model.
O	O(¹ S)	Green line 5577 Å, 2972 Å	Yes Night: Slanger et al. (2001) Day: Lecompte et al. (1989)	In the night, this line has a variable intensity. Our model: dayside: 71 kR (2972 Å: 4.4 kR) nightside: 180 R
	O(¹ D)	Red line 6300 Å, 6363 Å, 6391 Å	No?	Upper limit: ≈20 R (night) Our model: dayside: 2 kR nightside: 27 R
	O(³ S)	1302 Å, 1304 Å, 1306 Å	Yes (day) Feldman et al. (2000)	Optically thick, contaminated by CO(A ¹ Π) Our model (excitation without radiative transfer and scattering): dayside: 1.1 kR nightside: 14 R
	O(⁵ S)	1356 Å, 1358 Å	Yes (day) Feldman et al. (2000)	Contaminated by CO(A ¹ Π) Our model (excitation without radiative transfer): dayside: 340 R nightside: 4 R
	O(³ P) ((1s) ² (2s) ² (2p) ³ (3p) ¹)	8446 Å	No?	Cascading to O(³ S) Our model: dayside: 300 R nightside: 3 R
	O(⁵ P) O(³ D)	7772–7774–7775 Å 989 Å	No? Yes (day) Feldman et al. (2000)	Cascading to O(⁵ S) Observation: 45 ± 33 R Not in our model
	O(³ S) ((1s) ² (2s) ² (2p) ³ (4s) ¹)	1040 Å	Yes (day) Feldman et al. (2000)	Observation: 21 ± 7R Not in our model
	O(¹ D ⁰ – ¹ D)	1152 Å	Yes (day)	Observation 100 ± 14R contaminated

Table 3. continued.

Species	Transition	Wavelength	Observed	Observations (importance, fluorescent scattering, our prediction)
	$O^+(^4S^0)$	834 Å	Yes (day) Feldman et al. (2000)	by $CO(B^1\Sigma^+)(0, 0)$ at 1152 Å Not in our model Observation: $91 \pm 41R$ Not in our model
N_2	$N_2(C^3\Pi_u - B^3\Pi_g)$	2nd Positive bands 3200–3800 Å	No	Transitions in Benesch et al. (1966) Our model: dayside: 760 R nightside: 1.8 R
	$N_2(b'^3\Sigma_u - B^3\Pi_g)$		No	
	$N_2(W'^3\Delta_u - B^3\Pi_g)$	17 000–34 000 Å	No	
	$N_2(B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+)$	1st Positive bands 6000–7500 Å	No	Transitions in Benesch et al. (1966) Fluorescence scattering needed Our model: dayside: 1.6 kR (without fluorescent scattering) nightside: 3.8 R
	$N_2(A^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+)$	Vegard Kaplan 1500–6500 Å	No	Metastable state (2 s) Can be excited to an upper level by resonant scattering (not in our model) Our model: dayside: 310 kR nightside: 0.9 R
	$N_2(a^1\Pi_g - X^1\Sigma_g^+)$	Lyman Birge Hopfield 1273–2190 Å	No	Blend the 1356 Å line. Our model: dayside: 1.5 kR Transition at 1354 Å: 91 R nightside: 3.6 R
	$N_2(b^1\Pi_g - X^1\Sigma_g^+)$	Birge Hopfield 950–1700 Å	No	Our model: dayside: 310 R nightside: 0.9 R
	$N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$	First negative (0, 0) at 3991 Å	No	Photoionisation and fluorescent scattering are needed. (not in our model) Our model: dayside 3914 Å: 134 R 4278 Å =: 42 R Nightside: 0 R for both
	$N_2^+(A^2\Pi_u - X^2\Sigma_g^+)$	Meinel 7800–15300 Å	No	Photoionisation and fluorescent scattering are needed, but not in our model Our model: dayside: 740 R nightside: 0 R
N	$N(2P^4P)$	1134 Å	Yes (day) Feldman et al. (2000)	Observation : $35 \pm 11 R$ Not in our model
	$N(4s^4P)$	1200 Å	Yes (day) Feldman et al. (2000)	Observation: $77 \pm 16 R$ Not in our model
O_2	$O_2(b^1\Sigma_g^+)$	Infrared	Yes (night) Parisot (1986)	Needs mesospheric chemistry (<200 R)
	$O_2(a^1\Delta_g)$	1.27 μm	Yes (night) Parisot (1986)	Bands at 1.27 μm most intense feature (1.2–1.5 MR) Needs mesospheric chemistry
	$O_2(A^3\Sigma_u^+)$	Herzberg I	Yes (night) Parisot (1986)	140 R
	$O_2(c^1\Sigma_u^-)$	Herzberg II	Yes (night) Fox & Bougher (1991)	2.7 kR (night), strongest feature)

Table 3. continued.

Species	Transition	Wavelength	Observed	Observations (importance, fluorescent scattering, our prediction)
	$O_2(A^3\Delta_u - a^1\Delta_g)$	Chamberlain	Yes (night) Parisot (1986)	200 R
	$O_2(c^1\Sigma_u^- - a^1\Delta_g)$	Slanger		
	$O_2^+(A^2\Pi_u)$	Second negative		Fluorescent scattering needed
	$O_2^+(b^4\Sigma_g^- - a^4\Pi_u)$	First negative		Very weak
C	$C(^3D^0)$	1561 Å	Yes (day) Feldman et al. (2000)	Observed: 800 ± 27 R Not in our model
	$C(^3P^0)$	1657 Å	Yes (day) Feldman et al. (2000)	Observed 1500 ± 50 R Not in our model
	$C^+(^2D)$	1335 Å	Yes (day) Feldman et al. (2000)	Blended with (9, 1) CO Fourth Positive bands
NO	$NO(C^2\Pi - X^2\Pi)$	δ bands	Yes (night) Fox & Bougher (1991)	Not in our model
	$NO(A^2\Sigma^+ - X^2\Pi)$	γ bands	Yes (night) Fox & Bougher (1991)	Not in our model

³ Probably present, but not reported yet.

Table 4. References for reaction rates, T_e is the electron temperature, T_i is the ion temperature, and T_n is the neutral temperature.

Reaction	Rate ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$)	Reference
$O_2^+ + e^- \rightarrow O(^1S) + e^-$	$T_e > 1200 \text{ K}: 3.69 \times 10^{-9} \left(\frac{1200}{T_e}\right)^{0.56}$ $T_e < 1200 \text{ K}: 9.75 \times 10^{-9} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0.7}$	Kella et al. (1997)
$N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow O(^1S) + N_2$	See text	Goldan et al. (1966)
$N + O_2^+ \rightarrow O + NO^+$	1.8×10^{-10}	Frederick et al. (1976); Kopp et al. (1977)
$N + O_2^+ \rightarrow O(^1S) + NO^+$	2.25×10^{-11}	Ref. in Witasse et al. (1999)
$O_2 + O(^1S) \rightarrow O_2 + O(^3P)$ or $O(^1D)$ (31%)	$4.4 \times 10^{-12} \times \exp\left(-\frac{865}{T_n}\right)$	Capetanakis et al. (1993)
$O + O(^1S) \rightarrow 2O$	2×10^{-14}	Ref. in Lummerzheim & Liliensten (1994)
$CO + O(^1S) \rightarrow O + CO$	$7.4 \times 10^{-14} \times \exp\left(-\frac{961}{T_n}\right)$	Capetanakis et al. (1993)
$CO_2 + O(^1S) \rightarrow CO_2 + O(^3P)$ or $O(^1D)$ (63%)	$3.21 \times 10^{-12} \times \exp\left(-\frac{1327}{T_n}\right)$	Capetanakis et al. (1993)
$N_2 + O(^1S) \rightarrow O + N_2$	5×10^{-17} (negligible)	Atkinson & Welge (1972)
$e^- + O(^1S) \rightarrow O + e^-$	$8.656 \times 10^{-9} \times \left(\frac{T_e}{300}\right)^{0.94}$	Berrington & Burke (1981)
$O_2^+ + e^- \rightarrow O(^1D)$	$T_e > 1200 \text{ K}: 8.199 \times 10^{-8} \times \left(\frac{1200}{T_e}\right)^{0.56}$ $T_e < 1200 \text{ K}: 2.1675 \times 10^{-7} \times \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0.7}$	Kella et al. (1997)
$O + e^-$ (thermal electrons) $\rightarrow O(^1D) + e^-$	$0.596 \sqrt{T_e} (9329 + T_e) \exp\left(-\frac{22756}{T_e}\right) (51183 + T_e)^{-3}$	Mantas (1994)
$N(^2D) + O_2^+ \rightarrow O(^1D) + \dots$	5×10^{-10}	Ref. in Lummerzheim & Liliensten (1994)
$N^+ + O_2 \rightarrow O(^1D) + \dots$	1.4×10^{-10}	Ref. in Lummerzheim & Liliensten (1994)
$CO^+ + e^- \rightarrow C + O(^1D)$	$0.25 \times 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0.55}$	Rosén et al. (1998)
$O_2 + O(^1D) \rightarrow O_2 + O$	$2.9 \times 10^{-11} \exp\left(-\frac{67.5}{T_n}\right)$	Atkinson et al. (1997)
$O + O(^1D) \rightarrow 2O$	$6.47 \times 10^{-12} \times \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0.14}$	Jamieson et al. (1992)
$N_2 + O(^1D) \rightarrow N_2 + O$	$2 \times 10^{-11} \exp\left(-\frac{107.8}{T_n}\right)$	Atkinson et al. (1997)
$e^- + O(^1D) \rightarrow O + e^-$	$2.87 \times 10^{-10} \left(\frac{T_e}{300}\right)^{0.91}$	Berrington & Burke (1981)
$CO_2 + O(^1D) \rightarrow CO_2 + O$	$6.8 \times 10^{-11} \exp\left(-\frac{117}{T_n}\right)$	Streit et al. (1976)
$CO + O(^1D) \rightarrow CO + O$	3.6×10^{-11}	Schofield (1978)

5.2. Weak lines of CO, CO₂⁺, and N₂

Our simulations show a total integrated intensity of 30 R for the Cameron CO bands, and 1 R for the Fourth Positive bands system of CO. As a consequence, it is presently not possible to observe these bands, a conclusion that is compatible with previous observations, showing no occurrence of these band systems in the Venus nightglow. Fox & Bougher (1991) interpreted this result as the consequence of a horizontal magnetic field. Although not incompatible with this interpretation, our simulations show that this assumption is not necessary to account for the current observations.

For the CO₂⁺ doublet, a total intensity of 3.4 R was computed.

For N₂⁺, the nightside intensity is less than 1 R. For N₂, the bands intensities are below 4 R (see Table 3).

6. Conclusions

The reliability of the TRANS-VENUS code, one of the first multi-stream codes to compute the Venusian airglow, has been proven by experiment, for several emission lines and bands. The results of the simulations suggest that several mechanisms can explain the observed intensity of the green-line in the nightside of Venus, namely the Barth, and the controversial Frederick/Kopp mechanisms. In this latter case, the variations of the O₂⁺ density (Bauer et al. 1985; Miller & Whitten 1991) could also explain the observed intensity fluctuations. Coordinated measurements from orbiting spacecraft, and Earth-based observatories, of both O₂⁺ density and green-line intensity, on the nightside ionosphere of Venus, are however necessary to confirm this hypothesis. The Venus Express (VEX) mission has been orbiting Venus since April 2006 and the SPICAV experiment should help obtain such results. The three observational ranges of SPICAV (UV: 1180–3200 Å, IR 7000–17 000 Å, and 22 000–42 000 Å) will provide results on atomic oxygen lines, carbon monoxide or nitrogen bands. Further computational improvements are planned, especially where fluorescent excitation and radiative transfer are required. Moreover, solution of the fluid equations, and in particular the ion densities, will place stronger constraints on the shape of the ion density profiles.

Acknowledgements. The authors thank Olivier Witasse (ESTEC, Netherlands), Roland Thissen (LPG, France) and Tom Slanger (SRI, USA) for helpful discussions. We warmly thank the referee who made very pertinent remarks which allowed us to improve our paper significantly.

References

- Ajello, J. 1971a, *J. Chem. Phys.*, 55, 3169
 Ajello, J. 1971b, *J. Chem. Phys.*, 55, 3158
 Alcaraz, C., Nicolas, C., Thissen, R., Zabka, J., & Dutuit, O. 2004, *J. Phys. Chem. A*, 108, 9998
 Atkinson, R., Baulch, D. L., Cox, R. A., et al. 1997, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 26, 521
 Atkinson, R., & Welge, K. 1972, *J. Chem. Phys.*, 57, 3689
 Barth, C. A., & Hildebrandt, A. F. 1961, *J. Geophys. Res.*, 66, 985
 Bauer, S. J., Brace, L. M., Taylor, Jr., H. A., Breus, T. K., & Kliore, A. J. 1985, *Adv. Space Res.*, 5, 233
 Beegle, L. W., Ajello, J. M., James, G. K., Dziczek, D., & Alvarez, M. 1999, *A&A*, 347, 375
 Benesch, W., Vanderslice, J. T., Tilford, S. G., & Wilkinson, P. G. 1966, *ApJ*, 144, 408
 Berrington, K. A., & Burke, P. G. 1981, *Planet. Space Sci.*, 29, 377
 Biemont, E., & Zeippen, C. J. 1992, *A&A*, 265, 850
 Bossy, L. 1983, *Planet. Space Sci.*, 31, 977
 Bougher, S. W., Rafkin, S., & Drossart, P. 2006, *Planet. Space Sci.*, 54, 1371
 Broadfoot, A. L., Hatfield, D. B., Anderson, E. R., et al. 1997, *J. Geophys. Res.*, 102, 11567
 Capetanakis, F. P., Sondermann, F., Hoerer, S., & Stuhl, F. 1993, *J. Chem. Phys.*, 98, 7883
 Chapman, S. 1931, *Proc. Phys. Soc.*, 43, 483
 Crisp, D., Meadows, V. S., Bézard, B., et al. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 4577
 Dreyer, J., Perner, D., & Roy, C. 1974, *J. Chem. Phys.*, 61, 3164
 Eidelsberg, M., Jolly, A., Lemaire, J., et al. 1999, *A&A*, 346, 705
 Feldman, P. D., Burgh, E. B., Durrance, S. T., & Davidsen, A. F. 2000, *ApJ*, 538, 395
 Fox, J. L. 2004, *Adv. Space Res.*, 33, 132
 Fox, J. L. & Bougher, S. W. 1991, *Space Sci. Rev.*, 55, 357
 Fox, J. L., & Dalgarno, A. 1981, *J. Geophys. Res.*, 86, 629
 Fox, J. L., & Sung, K. Y. 2001, *J. Geophys. Res.*, 106, 21305
 Frederick, J. E., Rusch, D. W., Sharp, W. E., et al. 1976, *J. Geophys. Res.*, 81, 3923
 Gentieu, E., & Mentall, J. 1972, *J. Chem. Phys.*, 58, 4803
 Goldan, P., Schmeltekopf, A. L., Fehsenfeld, F. C., Schiff, H. I., & Ferguson, E. E. 1966, *J. Chem. Phys.*, 44, 4095
 Gronoff, G., Lilensten, J., Simon, C., et al. 2007, *A&A*, 465, 641
 Gulcicek, E. E., Doering, J. P., & Vaughan, S. O. 1988, *J. Geophys. Res.*, 93, 5885
 Hartle, R. E., Donahue, T. M., Grebowsky, J. M., & Mayr, H. G. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 4525
 Hedin, A. E., Niemann, H. B., Kasprzak, W. T., & Seiff, A. 1983, *J. Geophys. Res.*, 88, 73
 Hohmann, J., Müller, G., Schönnenbeck, G., & Stuhl, F. 1994, *Chem. Phys. Lett.*, 217, 577
 Huestis, D. L., & Slanger, T. G. 1993, *J. Geophys. Res.*, 98, 10839
 Huestis, D. L., & Slanger, T. G. 2006, in *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 62.20
 James, T. 1971, *J. Chem. Phys.*, 55, 4118
 Jamieson, M. J., Finch, M., Friedman, R. S., & Dalgarno, A. 1992, *Planet. Space Sci.*, 40, 1719
 Kassal, T. 1975, *Applied Optics*, 14, 1513
 Kassal, T. 1976, *J. Geophys. Res.*, 81, 1411
 Katsumata, S., Shiromaru, H., Mitani, K., Iwata, S., & Kimura, K. 1982, *Chem. Phys.*, 69, 423
 Kella, D., Vejby-Christensen, L., Johnson, P., Pedersen, H., & Andersen, L. 1997, *Science*, 276, 1530
 Kopp, J. P., Frederick, J. E., Rusch, D. W., & Victor, G. A. 1977, *J. Geophys. Res.*, 82, 4715
 Krasnopolskii, V. A. 1981, *Planet. Space Sci.*, 29, 925
 Langford, A. O., Bierbaum, V. M., & Leone, S. R. 1985, *Planet. Space Sci.*, 33, 1225
 Langford, A. O., Bierbaum, V. M., & Leone, S. R. 1986, *J. Chem. Phys.*, 84, 2158
 Lawrence, G. 1972a, *J. Chem. Phys.*, 56, 3435
 Lawrence, G. 1972b, *J. Chem. Phys.*, 57, 5616
 Lawrence, G. M., Barth, C. A., & Argabright, V. 1977, *Science*, 195, 573
 Leblanc, F., Chaufray, J. Y., Lilensten, J., Witasse, O., & Bertaux, J.-L. 2006, *J. Geophys. Res. (Planets)*, 111, 9
 Lecompte, M. A., Paxton, L. J., & Stewart, A. I. F. 1989, *J. Geophys. Res.*, 94, 208
 Lilensten, J., & Blelly, P. L. 2002, *J. Atmosph. Terrest. Phys.*, 64, 775
 Lilensten, J., Witasse, O., Simon, C., et al. 2005, *Geophys. Res. Lett.*, 32, 3203
 Lummerzheim, D., & Lilensten, J. 1994, *Ann. Geophys.*, 12, 1039
 Mantas, G. P. 1994, *J. Geophys. Res.*, 99, 8993
 Martin, L. R., Cohen, R. B., & Schatz, J. F. 1976, *Chem. Phys. Lett.*, 41, 394
 McDade, I. C., Murtagh, D. P., Greer, R. G. H., et al. 1986, *Planet. Space Sci.*, 34, 789
 Miller, K. L., & Whitten, R. C. 1991, *Space Sci. Rev.*, 55, 165
 Murtagh, D. P., Witt, G., Stegman, J., et al. 1990, *Planet. Space Sci.*, 38, 43
 Parisot, J.-P. 1986, *Annales Geophysicae*, 4, 481
 Rosén, S., Peverall, R., Larsson, M., et al. 1998, *Phys. Rev. A*, 57, 4462
 Schofield, K. 1978, *J. Photochem*, 9, 55
 Scott, G. B. I., Fairley, D. A., Freeman, C. G., McEwan, M. J., & Anicich, V. G. 1998, *J. Chem. Phys.*, 109, 9010
 Shemansky, D. 1969, *J. Chem. Phys.*, 51, 689
 Simon, C., Lilensten, J., Dutuit, O., et al. 2005, *Annales Geophysicae*, 23, 781
 Singhal, R. P. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 4565
 Skrzypkowski, M., Gougousi, T., Johnsen, R., & Golde, M. 1998, *J. Chem. Phys.*, 108, 8400
 Slanger, T. G. 1978, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 947
 Slanger, T. G., Cosby, P. C., Huestis, D. L., & Bida, T. A. 2001, *Science*, 291, 463

- Slanger, T. G., Cosby, P. C., Sharpee, B. D., Minschwaner, K. R., & Siskind, D. E. 2006a, *J. Geophys. Res. (Space Physics)*, 111, 12318
- Slanger, T. G., Huestis, D. L., Cosby, P. C., Chanover, N. J., & Bida, T. A. 2006b, *Icarus*, 182, 1
- Slanger, T. G., Sharpless, R. L., Black, G., & Filseth, S. V. 1974, *J. Chem. Phys.*, 61, 5022
- Smith, M. A., Bierbaum, V. M., & Leone, S. R. 1983, *Chem. Phys. Lett.*, 94, 398
- Spenner, K., Knudsen, W., & Lotze, W. 1996, *J. Geophys. Res.*, 101, 4557
- Steadman, J. A., & Thrush, B. A. 1994, *J. Atmosph. Chem.*, 18, 301
- Stewart, A. I., Anderson, D. E., Esposito, L. W., & Barth, C. A. 1979, *Science*, 203, 777
- Streit, G. E., Howard, C. J., Schmeltkopf, A. L., Davidson, J. A., & Schiff, H. I. 1976, *J. Chem. Phys.*, 65, 4761
- Theis, R. F., Brace, L. H., & Mayr, H. G. 1980, *J. Geophys. Res.*, 85, 7787
- Theis, R. F., Brace, L. H., Elphic, R. C., & Mayr, H. G. 1984, *J. Geophys. Res.*, 89, 1477
- Tobiska, W. K. 1991, *J. Atm. Terr. Phys.*, 53, 1005
- Tobiska, W. K. 1993, *J. Geophys. Res.*, 98, 18879
- Tobiska, W. K., & Eparvier, F. G. 1998, *Sol. Phys.*, 177, 147
- Tsuji, M., Nakamura, M., Nishimura, Y., & Obase, H. 1998, *J. Chem. Phys.*, 108, 8031
- Witasse, O. 2000, Ph.D. thesis, UJF, France
- Witasse, O., Liliensten, J., Lathuillière, C., & Blelly, P.-L. 1999, *J. Geophys. Res.*, 104, 24639
- Witasse, O., Dutuit, O., Liliensten, J., et al. 2002, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 104
- Witasse, O., Dutuit, O., Liliensten, J., et al. 2003, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 12
- Witt, G., Stegman, J., Solheim, B. H., & Llewellyn, E. J. 1979, *Planet. Space Sci.*, 27, 341
- Wu, C. Y. R., & Judge, D. L. 1979, *Chem. Phys. Lett.*, 68, 495

Appendix A: Different mechanisms to explain the nightside green line intensity

A.1. The Barth process

A.1.1. Principle

The process suggested by [Barth & Hildebrandt \(1961\)](#) to explain the intensity of the green line is an improvement of the three O recombination process proposed by [Chapman \(1931\)](#). It can be written:



where k_{Barth} represents the reaction rate of the three-body reaction (the main reaction of the Barth process), and $k_{1\text{S}-\text{O}_2^*-\text{O}}$ is the reaction rate of the production of $\text{O}(\text{}^1\text{S})$, during the reaction between O_2^* and $\text{O}(\text{}^3\text{P})$. O_2^* is usually called the precursor. The third element M, in Eq. (A.1), stabilizes the reaction complex. It is primarily N_2 and O_2 at Earth, and CO_2 at Venus. The chemical coefficient of the Barth mechanism does not depend on M because of its energetic role. (For examples and reaction rates, see [Witt et al. 1979](#).)

A.1.2. The complete equation

In both Earth and Venus' mesospheres, only the Barth mechanism can be considered in the O_2^* production. Let k_{E-G} be the reaction rate of the quenching of a species E by a species G . For instance, the reaction rate $k_{\text{O}_2^*-\text{O}_2}$ represents the quenching of O_2^* by O_2 . The related densities taking part in the Barth mechanism are given by:

$$[\text{O}_2^*] = \frac{k_{\text{Barth}}[\text{O}]^2[\text{M}]}{A_{\text{O}_2^*} + k_{\text{O}_2^*-\text{O}_2}[\text{O}_2] + k_{\text{O}_2^*-\text{N}_2}[\text{N}_2] + k_{\text{O}_2^*-\text{O}}[\text{O}]} \quad (\text{A.3})$$

$$[\text{O}(\text{}^1\text{S})] = \frac{k_{1\text{S}-\text{O}_2^*-\text{O}}[\text{O}_2^*][\text{O}]}{A_{\text{O}(\text{}^1\text{S})} + k_{\text{O}(\text{}^1\text{S})-\text{O}_2}[\text{O}_2] + k_{\text{O}(\text{}^1\text{S})-\text{N}_2}[\text{N}_2]} \quad (\text{A.4})$$

Where A_G is the Einstein coefficient of the radiative desexcitation of G . The $\text{O}(\text{}^1\text{S})$ density becomes:

$$[\text{O}(\text{}^1\text{S})] = \frac{k_{1\text{S}-\text{O}_2^*-\text{O}}k_{\text{Barth}}[\text{O}]^3[\text{M}]}{(A_{\text{O}(\text{}^1\text{S})} + k_{\text{O}(\text{}^1\text{S})-\text{O}_2}[\text{O}_2] + k_{\text{O}(\text{}^1\text{S})-\text{N}_2}[\text{N}_2]) (A_{\text{O}_2^*} + k_{\text{O}_2^*-\text{O}_2}[\text{O}_2] + k_{\text{O}_2^*-\text{N}_2}[\text{N}_2] + k_{\text{O}_2^*-\text{O}}[\text{O}])} \quad (\text{A.5})$$

This may be re-written as:

$$[\text{O}(\text{}^1\text{S})] = \frac{k_{\text{Barth}}[\text{O}]^3[\text{M}]}{\underbrace{(A_{\text{O}(\text{}^1\text{S})} + k_{\text{O}(\text{}^1\text{S})-\text{O}_2}[\text{O}_2] + k_{\text{O}(\text{}^1\text{S})-\text{N}_2}[\text{N}_2])}_{\text{Terms of O}(\text{}^1\text{S}) \text{ quenching}} \underbrace{\left(\frac{A_{\text{O}_2^*}}{k_{1\text{S}-\text{O}_2^*-\text{O}}} + \frac{k_{\text{O}_2^*-\text{O}_2}}{k_{1\text{S}-\text{O}_2^*-\text{O}}}[\text{O}_2] + \frac{k_{\text{O}_2^*-\text{N}_2}}{k_{1\text{S}-\text{O}_2^*-\text{O}}}[\text{N}_2] + \frac{k_{\text{O}_2^*-\text{O}}}{k_{1\text{S}-\text{O}_2^*-\text{O}}}[\text{O}] \right)}_{\text{Terms of O}_2^* \text{ quenching}}} \quad (\text{A.6})$$

Ratios between reaction rates appear in the terms of O_2^* quenching. Neither the rates nor the ratios are known. At Earth, these ratios were fitted through the observation of the green line. Several sets of values have been published in the literature ([McDade et al. 1986](#); [Murtagh et al. 1990](#)).

Equation (A.6) can be easily used for Venus by adding the quenching by CO_2 .

A.1.3. The case of the Earth

The fits achieved in (McDade et al. 1986; Murtagh et al. 1990) for the quenching terms (the ratios above) result in neglecting the spontaneous desexcitation, and the quenching by N_2 , in comparison to the k_{1S-O_2-O} term. This is due to the fact that the oxygen is an open-shell molecule – such as CO_2 – with many energetic states, which is not the case for N_2 . The simplified equation becomes:

$$[O(^1S)] = \frac{k_{\text{Barth}} [O]^3 ([N_2] + [O_2])}{(A_{O^1S} + k_{O^1S-O_2}[O_2])(C^{O_2}[O_2] + C^O[O])} \quad (\text{A.7})$$

In the papers above, the fitted value of the $C^O = \frac{k_{O_2^*-O}}{k_{1S-O_2^*-O}}$ factor is 211. Mathematically, the ratio represents the efficiency of the $O_2^* + O \rightarrow O_2 + O$ reaction, compared to the creation of $O(^1S)$ by O_2^* quenching. The $C^{O_2} = \frac{k_{O_2^*-O_2}}{k_{1S-O_2^*-O}}$ factor was fitted to 15. If we consider that the fitted values are representative of the efficiency of the reactions, we can give the relative efficiency of the O_2^* quenching reactions:

$$\frac{C^{O_2}}{C^O} = \frac{k_{O_2^*-O_2}}{k_{O_2^*-O}} = 7.1^{-2}. \quad (\text{A.8})$$

A.1.4. The problem of the precursor excited state

On Earth, the fits corresponding to the Barth parameters, result in neglecting the quenching by N_2 compared to the one by O_2 . In the Venusian atmosphere, both CO_2 and O_2 have to be considered. For example, the $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ state is quenched by N_2 with a coefficient rate of $2.2 \times 10^{-15} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, Martin et al. 1976, whereas it is quenched by CO_2 with a coefficient rate 200 times higher ($(4.4 \pm 0.2) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ (Hohmann et al. 1994)).

The quenching coefficient rate depend on the excitation state of the precursor O_2^* . This excited state must be metastable, and must be energetic enough to produce $O(^1S)$ through collision, i.e. with an energy larger than 4.16 eV. Therefore, the O_2^* excited states to be considered are:

- $O_2(A^3\Sigma_u^+)$: lifetime 0.16 s, energy 4.34 eV, emitting Herzberg I bands;
- $O_2(A'^3\Delta_u)$: lifetime 1 s, energy 4.26 eV emitting Herzberg III and Chamberlain bands;
- $O_2(c^1\Sigma_u^-, \nu \geq 2)$: lifetime 3.7 s, energy >4.16 eV (4.05 eV for the fundamental vibrational state), emitting Herzberg II bands.

Slanger et al. (2006b) supposed that the Barth emissions come from $O_2(c^1\Sigma_u^-, \nu \geq 2)$, which has not yet been observed in the Venusian atmosphere, but has been observed at Earth. Therefore, they concluded that the Barth process cannot be efficient for Venus, and proposed another mechanism discussed below.

For Steadman & Thrush (1994), the Barth emission comes from $O_2(A^3\Sigma_u^+, \nu = 6, 7)$ visible through the Herzberg I bands. Parisot (1986) observe that the emission of Herzberg I is three times more intense at Earth, than at Venus. The green line emission is then expected to be three times smaller in the Venusian atmosphere, than in the Earth one. This is not what is observed: Slanger et al. (2006b) report similar intensities on both planets. This can be explained if the vibrational states $\nu = 6, 7$ of the emitter, are not divided by the same factor of three, that is, the vibrational state intensities are not separated in Parisot (1986).

A.1.5. The Barth mechanism in the Venusian case

For Venus, Eq. (A.6) becomes:

$$[O(^1S)] = \frac{k_{\text{Barth}}[O]^3[CO_2]}{\underbrace{(A_{O^1S} + k_{O^1S-O_2}[O_2] + k_{O^1S-CO_2}[CO_2])}_{\text{Terms of } O(^1S) \text{ quenching}} \underbrace{\left(\frac{A_{O_2^*}}{k_{1S-O_2^*-O}} + \underbrace{\frac{k_{O_2^*-O_2}}{k_{1S-O_2^*-O}}[O_2]}_{C^{O_2}} + \underbrace{\frac{k_{O_2^*-CO_2}}{k_{1S-O_2^*-O}}[CO_2]}_{C^{CO_2}} + \underbrace{\frac{k_{O_2^*-O}}{k_{1S-O_2^*-O}}[O]}_{C^O} \right)}_{\text{Terms of } O_2^* \text{ quenching}}} \quad (\text{A.9})$$

Below, the oxygen densities are taken from Bougher et al. (2006). Since the excitation state of the precursor O_2^* is unknown, alternative hypotheses are required.

If we consider only the quenching of O_2^* by O_2 (with a factor C of 15, as on Earth), and O (with a factor C of 211, as on Earth), and we neglect the quenching by CO_2 , we obtain an emission of 2.1 kR. This is too large, and indicates that the quenching of O_2^* by CO_2 must be considered, although its ratio C is unknown. Since CO_2 is an open-shell molecule such as O_2 , we use as a first approximation the same ratio $C = 15$. We then obtain:

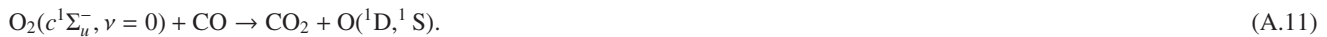
$$[O(^1S)] = \frac{k_{\text{Barth}} [O]^3 [CO_2]}{(A + k_{O^1S-CO_2}[CO_2])(C^{CO_2}(=15)[CO_2] + C^O(=211)[O])} \quad (\text{A.10})$$

The result is shown in Fig. 6 and exhibits a peak emission at 90 R. This is in correct agreement with the observations (Slanger et al. 2006b). For better agreement, it is of course possible to fit C^{CO_2} in order to retrieve the integrated intensity of 150 R. A value of 7 (instead of 15) gives an integrated emission of 155 R. This should however be confirmed by theoretical studies and/or laboratory measurements.

Because of the many unknown parameters of the Barth mechanism, a good fit of the green-line intensity is easily achieved, but it cannot validate the process (in contrast to the Earth's case, we do not have an altitude profile of the emission for Venus, but an integrated intensity of the green line). However, this mechanism cannot explain the variations of the green-line emission. To explain the variability of the infrared O_2 emission, Crisp et al. (1996) proposed several thermospheric effects, such as gravity waves, or O transport from the dayside to the nightside. If confirmed, such assumptions may overcome the intrinsic difficulties of the Barth mechanism, to account for the emission variability. Significant uncertainties, however, remain about the excitation state of the precursor in the Venusian mesosphere, and of the value of the quenching rate constant for CO_2 .

A.2. The Slanger process

For both atmospheric and energetic reasons, Slanger et al. (2006b) proposed an alternative mechanism at low altitude:



This reaction accounts for the fact that the $O_2(c^1\Sigma_u^-, \nu = 0)$ emission was observed in the atmosphere of Venus, but not the $O_2(c^1\Sigma_u^-, \nu \geq 2)$ emissions. This process takes place at altitudes where the Barth mechanism is efficient, i.e. close to 105 km, because the $O_2(c)$ state is derived indirectly from the Barth process, as described in Parisot (1986). This reaction cannot again explain the intensity variability. Moreover, it has never been observed nor suggested in other studies. Although it cannot be ruled out, dedicated experiments must be carried out to validate this reaction.

A.3. The $O_2^+ + N$ process

In Langford et al. (1986), experimental results shows that the $N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O(^1S)$ or $O(^1D)$ reaction can take place. This (surprising) chemical reaction, given an excited state, is explained by the correlation diagram from Katsumata et al. (1982). The reaction giving $O(^1S)$ is less exoergic and does not exhibit a direct correlation, but is observed. This reactions were used to model the auroral emission, and it was found that the one giving $O(^1D)$ can explain $\approx 10\%$ of the red line (Langford et al. 1985). We used these reactions to model the nightside red and green line of Venus, by using the N^+ densities measured by Pioneer Venus Orbiter. However, the N^+ density is so small that this reaction accounts for less than one percent of the emission.

Frederick et al. (1976); Kopp et al. (1977) propose a similar kind of reactions: $O_2^+ + N \rightarrow O(^1S) + NO^+$, to explain the Terrestrial green-line emission at high altitude. Although similar to the Langford reaction, the Frederick/Kopp reaction has several points that need to be studied:

- The first point is that $N(^4S) + O_2^+(X^2\Pi_g) \rightarrow NO^+(X^1\Sigma_g^+) + O(^1S)$ is spin-forbidden. However many cases of spin-forbidden reactions are known to occur with good efficiency because of strong spin-orbit couplings (Scott et al. 1998).
- The second point is that this reaction has several more exoergic channels, in particular the spin-allowed $NO^+(X^1\Sigma_g^+) + O(^3P)$ channel. Those exoergic channels are expected to be statistically strongly favoured compared to the less exoergic $NO^+ + O(^1S)$ channel (0.1 eV). However Smith et al. (1983) states that “the propensity to deliver a substantial fraction of the reaction exothermicity into electronic excitation of the atomic product appears to be a somewhat general phenomenon”. The relative importance of these channels has then to be thoroughly investigated.
- The third point is that the qualitative correlation diagram published by Langford et al. (1986) based on NO_2^+ energies from Katsumata et al. (1982) shows no direct correlation between the $O_2^+ + N$ and $O(^1S) + NO^+$ channel. This seems to imply the existence of an energetic barrier entrance channel of this reaction. However if such a barrier exists, the reaction can become important if one of the reactant has kinetic energy. Indeed, many experiments show that the reaction rates are drastically modified when the reactants have even a very low kinetic energy (Alcaraz et al. 2004). As N comes from the dissociation of N_2 it could easily have kinetic energy, and several processes contribute to transfer kinetic energy to the ions in the planetary ionospheres.

It is clear that the $O_2^+ + N \rightarrow O(^1S) + NO^+$ reaction proposed in Frederick et al. (1976) needs further investigation, and especially laboratory measurements. If this reaction turns out to be impossible, it will be necessary to seek an alternative interpretation of the Earth's thermospheric observations (well above the Barth's mechanism efficiency layer), and to explain the variability of the green-line emission, both at Earth and Venus. $N^+ + O_2$ is a candidate that has already been observed (Langford et al. 1985). However, this reaction may hardly account for the observations because of the low density of N^+ . The reaction $N(^3P) + O_2$ cannot explain the green line because the amount of $N(^3P)$ is too low. There may exist another set of reactions that create $O(^1S)$. The importance of these reactions will depend on the densities of the reactants in their specific excited state. Finally these reactions may also be specific to the chemistry of the planet considered.

The Planeterrella, a Pedagogic Experiment in Planetology and Plasma Physics

Jean LILENSTEN¹, Mathieu BARTHÉLEMY¹, Cyril SIMON²,
Philippe JEANJACQUOT³, and Guillaume GRONOFF¹

¹Laboratoire de Planétologie de Grenoble, OSUG-CNRS-UJF, Grenoble, France
e-mails: jean.lilensten@obs.ujf-grenoble.fr (corresponding author),
mathieu.barthelemy@obs.ujf-grenoble.fr, guillaume.gronoff@obs.ujf-grenoble.fr

²Belgian Institute for Space Aeronomy and B.USOC, Brussels, Belgium
e-mail: cyril.simon@gmail.com

³Lycée Charlie Chaplin, Décines, France; e-mail: philippe.jeanjacquot@gmail.com

Abstract

We present here a plasma physics experiment which makes it possible to simulate, in a naive yet useful way, the formation of polar lights. It involves shooting electrons at a magnetized sphere placed in a vacuum chamber. This experiment, inspired by K. Birkeland's *Terrella*, built at the turn of 19th century, allows the visualization of very many geophysical and astrophysical situations. Although delicate, it is feasible at undergraduate level.

Key words: Aurora, planetary ionospheres, plasma, the Planeterrella experiment.

1. THE TERRELLA: KRISTIAN BIRKELAND'S HISTORICAL EXPERIMENT

In 1733, in the first treatise on the aurora borealis (or polar lights), Jean-Jacques Dortous de Mairan describes in an intuitive but visionary way the bond between the aurorae and the Sun: "It is certain, as we shall demonstrate from a great number of observations which are not ambiguous, that the Atmosphere of the Sun [...] reaches sometimes the Terrestrial Orbit. At that

time the matter which composes this Atmosphere suddenly meets the higher parts of our air, below the limits where universal Gravity, whatever the cause, starts to act with more force towards the center of the Earth than towards the Sun, falls into the Earth's atmosphere to more or less depth, according to whether specific gravity is more or less large, with regards to the layers of air which it crosses, or which it survives." A few years later, in 1747, the Swedish astronomer Anders Celsius and his assistant Olof Hiorter discover that the magnetic field is an essential ingredient of the physics of the aurorae borealis. During the 19th century, geographers establish that the polar lights occur preferentially around the magnetic poles, drawing what will be called the "auroral ovals". Parallel works in electromagnetism also result in postulating the existence of charged particles, the electrons, soon discovered by Thomson in 1901. These charged particles were at that time given the name "cathode rays".

At the end of the 19th century, the Norwegian physicist Kristian Birkeland, a brilliant experimenter, had the original idea to shoot cathode rays on a magnetized sphere suspended in a vacuum chamber. He imagined the cathode to represent the Sun with the cathode rays simulating the solar atmosphere for which Parker will coin the term "solar wind" in 1958, and the suspended magnetized sphere representing the Earth. He built up to fourteen different versions of his experiment during the course of his life. This experiment is called *Terrella*. It made it possible to make the first laboratory demonstration of the mechanism of the polar lights by reconstructing and visualizing the auroral ovals. The notes of Birkeland are not very precise, but his experiment was recently rebuilt at the University of Tromsø (Norway) by the engineer Terje Bruntdland starting from the original experiment. This allowed determining the necessary vacuum conditions to be about a few pascals, while the electric tension was of a few hundred volts.

By reversing the polarities of his experiment, Birkeland was also the first to visualize the ring currents. The radiation belts associated to these currents were later discovered in 1958 during the first US space flights by James Van Allen, a result which earned him the Crafoord prize in 1989. Unfortunately, Birkeland gave a bad interpretation to his observation, comparing the rings he saw to Saturn's rings.

With the advent of the space age (Egeland and Burke 2005), it was understood that the aurorae are produced primarily by electrons accelerated via electric potentials resulting from plasma convection flows in the Earth's magnetosphere. These flows are ultimately caused by the solar wind plasma flowing past the Earth, which couples energy and momentum across the Earth's magnetosphere boundary via magnetic reconnection (Stern 1996, Kivelson and Russel 1995, Liliensten and Bornarel 2006). None of these essential physical processes were incorporated into Birkeland's original expe-

rimental design and neither are they in the newly designed experiment. However, we will show that there is still interest in building a *Terrella* or, better, a *Planeterrella*.

2. A NEW EXPERIMENT: THE PLANETERRELLA

We designed a new experiment which allows many other possibilities. Instead of Birkeland's hanging globe, which made his experimental setup very difficult to modify, the hollow sphere is put on a base which one can freely move and adjust in height. The magnetic axis of the rare earth magnet can be pointed in any desired direction inside the sphere. The electrode is attached to a wheel inserted into a notch, embedded in a bent plastic structure. Thus, it can be moved and positioned in all directions around its axis (Fig. 1). Contrary to the original *Terrella*, one can multiply the number of spheres and thus look at interactions in multiple configurations. We use a vacuum chamber 50 liters ($5 \times 10^{-2} \text{ m}^3$) in volume and 50 cm in diameter. The two aluminium spheres (Birkeland used copper) have diameters, respectively, of 10 cm and 5 cm. The vacuum is about 10 Pa. The tension is higher than 300 V for

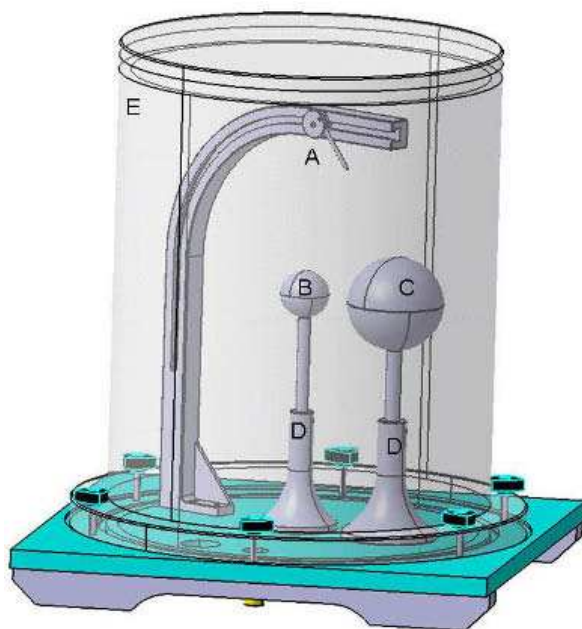


Fig. 1. Experimental design of the *Planeterrella*. A is the electrode attached to a wheel free to run along a channel inserted in a curved plastic structure; B is the 5-cm diameter hollow sphere; C is the 10-cm diameter hollow sphere. The rare earth magnets are positioned in the sphere with a variable magnetic axis; D is the adjustable bases; E is the vacuum chamber (50 l). The electric configuration is flexible: the electrode and the spheres (or only one sphere) can be plugged freely to the anode or cathode of the power supply. Colour version of this figure is available in electronic edition only.

an intensity on the order of 0.1 to 1.0 mA. For simplicity in the numerical applications, we will take a value of 1000 V and 0.1 mA. The emitted electrons then have a maximal potential energy of 1 keV or 1.609×10^{-16} J. The intensity of the magnetic field is approximately 0.5 T at 0.5 cm of the surface of the magnets, which have a size of a half centimeter.

Observations

All the configurations observed by Birkeland are reproducible. In Fig. 2, one sees the two auroral ovals. Here, the sphere is the anode and the duct is the cathode. When the sphere becomes the cathode, a radiation belt appears (Fig. 3), but there are many additional possibilities.

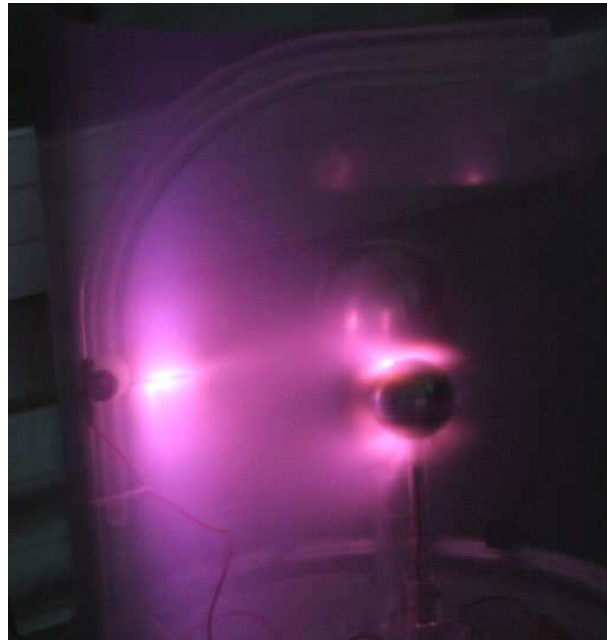


Fig. 2. *The Planeterrella* in Birkeland's configuration. The cathode is positioned at the left of the picture. It is glowing as well. The hollow sphere is the anode. The magnetic axis inside the sphere is perpendicular to the electron beam. Two ovals appear on each hemisphere (credit: J. Abouardham, LESIA-OPM). Colour version of this figure is available in electronic edition only.

A better visualization of the phenomena

Rather than using the electrode duct as an electron gun, one can now use one sphere as the cathode (the star) and another as the anode (the planet). This is shown in Fig. 4. In the foreground, the star-cathode is magnetized. One sees the coronal halo with the coronal hole above the pole, comparable with those observed on the Sun. In the background, the auroral ovals are formed on a magnetized planet but the Van Allen belt is now visible. It is however

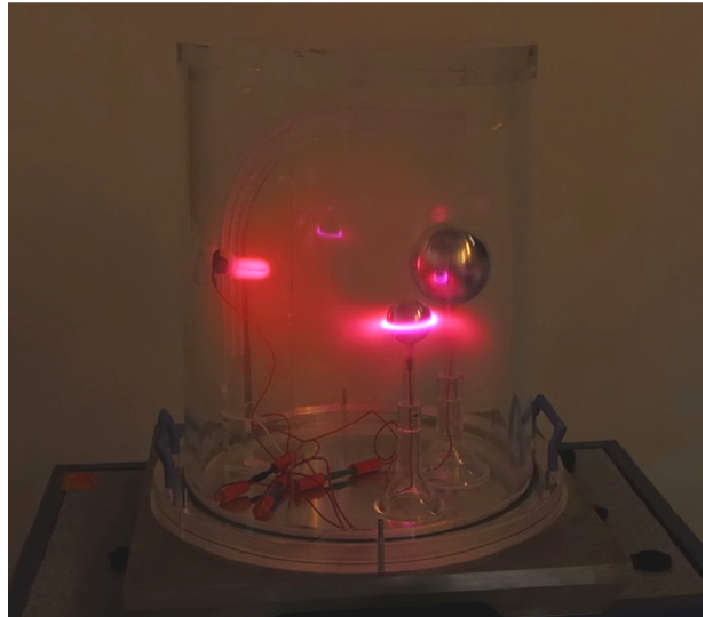


Fig. 3. The electrode is in the anode configuration at the left of the picture, while the small sphere is the cathode. The large sphere is not connected to the electric circuit and is here only to show the experimental design. The ring in the middle is a reflection of the small sphere on the vacuum chamber (credit: C. Simon, LPG/BISA). Colour version of this figure is available in electronic edition only.



Fig. 4. Interaction between a magnetized star (the large sphere) and a planet (the small one). On the large sphere (the cathode), the electrons are emitted around the magnetic poles which are tilted *versus* the vertical axis. A “coronal hole” may be seen exactly where the magnetic pole stands. On the small sphere (the anode), a ring current surrounds the “planet” closing on the auroral ovals, similar to the Van Allen belt (credit: G. Gronoff, LPG). Colour version of this figure is available in electronic edition only.

necessary to take care not to push the analogy too far: the coronal holes are of course related to the solar magnetic field, but also to the dynamics of the star.

Planets with tilted magnetic axes

In Table 1, we list the values of the magnetic field parameters of various planets. Saturn is a curiosity, since its magnetic and geographic poles are aligned. The Earth and Jupiter have magnetic declinations of about 10° . It is

Table 1

Magnetic field parameters for various planets

Planets	Rotation [hour]	Magnetic momentum	Magnetic field at equator [10^{-4} T]	Magnetic angle with respect to geographic axis
Mercury	1404	4×10^{-4}	2×10^{-3}	?
Earth	24	1	0.31	11.3°
Jupiter	9.9	20	4.28	-9.6°
Saturn	10.7	600	0.22	0°
Uranus	7.2	50	0.23	-59°
Neptun	16.1	25	0.14	-47°



Fig. 5. The cathode (the electric duct at the top of the screen) faces a magnetic pole of the small sphere, representing Uranus. On the “dayside” of this planet-like, an auroral spot develops at the place of the magnetic pole. On the “nightside”, one sees an auroral oval (credit: G. Gronoff, LPG). Colour version of this figure is available in electronic edition only.

this configuration that Birkeland always privileged. The simple fact of being able to position the spheres as needed and to allow the electrode to move makes it very easy to incline the magnetic field inside the sphere. One can thus simulate the configurations of Neptune and Uranus, whose magnetic angles are about 50° . The geographical North Pole of Uranus points towards the Sun, so that its magnetic axis is almost directed like that of the Earth with respect to the solar wind. The Voyager probe has already detected a dayside aurora on Uranus, close to its magnetic pole. The angle of inclination of the axis of rotation of Neptune on the ecliptic is 29° , with an angle of 45° between the magnetic and geographical axes. Thus the solar wind enters directly into the polar cap. This is visible in Fig. 5. But much more can be seen in this figure. Indeed, on the “night” side of the sphere, a large auroral oval shows up. If this simulation can be considered as a good analogy (see Section 4), ***Uranus should therefore have a nightside auroral oval.*** That is what future space missions will confirm or infirm.

Other visualisations

The experiment allows to visualize several other interactions, not illustrated here.

On December 12, 1996, “Nature” published the discovery of Dr. Kivelson and his colleagues of the magnetic field of Ganymede, satellite of Jupiter (Kivelson *et al.* 1996). The magnetic fields of Io and Europa were discovered shortly after. The configuration with several spheres makes it possible to simulate the auroral interactions of these bodies. Such interactions between a magnetized planet and a magnetized satellite may be simulated with the experiment. It goes without saying that scaling problems can arise, and that it is therefore necessary to be very careful with the interpretation of the observations. But numerous configurations representing the interaction between a magnetized exoplanet and a near magnetized star can then be imagined. Indeed, more than a hundred exoplanets have been discovered since 1995 (<http://exoplanet.eu/catalog.php>). Because of the methods of detection, most are “Jupiter-like” planets in term of size, with very short distances from their star (for example 0.04 Astronomical Units for HD179949b). Nothing excludes that these planets, like their star, can be magnetized. In this case, the short distance between them implies direct magnetic interactions, their fields recombining without the generation of a magnetosphere. This case can also be shown in the current configuration of the experiment.

Another example is to look at binary systems. Since each sphere and the electrode are connected to an electric plug, we can also easily simulate the electromagnetic interaction of two-star systems (binary stars) with planets in all magnetic configurations.

The Planeterrella

The configurations of the experiment suggested here are very numerous. It is now possible to simulate the majority of the cases encountered in planetology. This is why we named this experiment *Planeterrella*.

3. PHYSICS OF THE PHENOMENON

We wish to give a first approach of the physics of this experiment. Many things can be studied such as Maxwell's equations, plasma physics, radiation and the quantum states of the molecules. We will rather focus here on some plasma physics properties, without considering the effect of the thermal collisions.

We consider the historical setup of Birkeland, where an electrode duct is used as the cathode and the anode is the magnetized sphere. The x axis is aligned along the duct-center of the sphere axis. The magnetic North-South axis is perpendicular to x , defining the axis z . The distance between the cathode and the center of the sphere is 30 cm. Many text books demonstrate the equations given below (the authors like in particular Chen 1984, Balescu 1988, Shu 1992, and Dendy 1995).

Characteristics of the neutral gas

By using the ideal gas law for a constant temperature T of 300 K, we can easily deduce the density inside the chamber:

$$\frac{N}{V} = \frac{P}{k_B T} ,$$

where N is the particle number, V is the volume, P is the pressure, T is the temperature, and k_B is the Boltzmann constant.

The neutral density n_n we can derive is of the order $2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$. It is interesting to note that this corresponds to the concentration of the terrestrial atmospheric gas around 70 km, i.e., relatively close to the altitude region where aurorae occur (typically between 80 and 300 km). Birkeland was lucky that the vacuum he could perform in his chamber was precisely that one: more or less pressure would not have allowed the same observations, while the existence of an upper atmosphere was not even conceived at that time.

Suprathermal electron characteristics

The electrons shot by the cathode have a high energy; as an analogy with the physics of space environments, we call them "suprathermal electrons". From the kinetic energy equation, their maximal velocity is $1.88 \times 10^7 \text{ m s}^{-1}$, i.e.,

6% of the speed of the light, which makes them non-relativistic. Because the electric field constraints the suprathermal electrons in one direction, the suprathermal electron temperature is deduced from $E = k_B T_e^s$. Its value is 1.17×10^7 K. This temperature is the maximum reachable and is only valid for electrons which do not collide during their travel in the medium.

The electrons resulting from the impact ionization between the suprathermal electrons and the neutral gas do not have a Maxwellian distribution. We call them the ambient electron population. They experience collisions that rapidly thermalize them. However, they are ejected with a large energy. Following Dendy (1995), we will consider a mean energy of 1 eV, i.e., a mean temperature T_e of 1.1×10^4 K.

Ambient electron density

Collisions between the suprathermal electrons and the neutral gas in the vacuum chamber create, amongst other phenomena, ionization. We now compute the ambient electron density in the part of the chamber where the suprathermal electrons propagate, making a cone going away from the electrode and towards the sphere placed at 30 cm. The volume of this cone is about 500 cm^3 . The ionization in this cone occurs all along the electron trajectory mainly because the energy of the electrons is much higher than the ionization cross section threshold. In the Earth's ionosphere, comparative phenomena have been described (Rees 1989) and the ionization along the electron trajectory in a gas chamber was studied (Lummerzheim and Lilenstein 1994). The atmospheric gas consists of two species of diatomic homonuclear molecules, N_2 and O_2 . We assume that they behave like an equivalent molecule M_2 . Consequently, the ambient electrons undergo only one reaction, a recombination $e^- + M_2^+ \rightarrow M_2$. As M_2 is a virtual molecule, the kinetics is described through an efficiency coefficient α_{eff} . In the atmosphere, α_{eff} varies with altitude. At around 70 km, its value is approximately $10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. The stationary continuity equation for electrons is reduced due to the fact that productions and losses balance each other. Losses are computed from the chemical equation of recombination: $\text{Losses} = \alpha_{\text{eff}} N_e [M_2^+]$, where N_e represents the ambient electron density. The ambient plasma is considered globally neutral: there are as many ions as there are electrons. This assumption is called the plasma approximation. Then $\text{Losses} = \alpha_{\text{eff}} N_e^2$.

The chemical equilibrium equation enables us to write

$$N_e = \sqrt{\frac{\text{production}}{\alpha_{\text{eff}}}}$$

We compute the production considering that a suprathermal electron expelled by the cathode gives away 35 eV on average to create an electron-ion pair $\{e^-, M_2^+\}$ ¹¹. Thus, each initial electron produces $1000/35 \{e^-, M_2^+\}$ pairs. With an intensity of 10^{-4} A, we obtain a flux of $10^{-4}/1.609 \times 10^{-19} = 6.215 \times 10^{14}$ electrons ejected by the cathode per second. The production of $\{e^-, M_2^+\}$ pairs per second is then

$$\frac{10^{-4}}{1.609 \times 10^{-19}} \frac{1000}{35} = 1.78 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}.$$

In the useful volume of 0.5 liter, we obtain a production rate of $3.56 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$. We can now place this value in the electron density equation to find $N_e = 2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$.

It is interesting to compare this value to that of the suprathermal electron density. An intensity of 0.1 mA corresponds to a flux of 6.215×10^{14} electrons per second. Dividing by the velocity one gets the number of electrons per meter along the path. Although the electrons are distributed in a cone, let us consider that their path is 0.3 m long for all of them (which will give an upper limit for the suprathermal electron density). Multiplying by this length gives the total number of electrons. Finally, we consider that these electrons are confined to the 0.5-liter volume. The suprathermal electrons density is then

$$N_e^s = \frac{10^{-4}}{1.609 \times 10^{-19}} \frac{1}{1.88 \times 10^7} \frac{0.3}{5 \times 10^{-4}} = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}.$$

This is 10,000 times smaller than the ambient electron density: the plasma approximation is therefore valid, although considering that the speed is clearly overestimated.

Close to the electron gun: the Debye screening and the cathode fall

We will now consider that, close to the electrode, the effect of the magnetic field is negligible in front of that of the electric field (we will check this assumption later). The ions created (primarily N_2^+ and O_2^+) by collisions with the suprathermal electrons in the vacuum chamber will gather close to the cathode and create an electric screen. This well-known phenomenon is called the Debye screen. It is at work in the Earth's upper atmosphere, and is at the basis of the incoherent scatter radar theory. In order to write the equation, one must consider that the screening is at work for an ion density exactly equal to the suprathermal electron density, while the ion temperature is the ambient temperature $T = 300$ K. Poisson's equation is written as $\nabla \mathbf{E} = \rho / \epsilon_0$.

Since the electric field derives from a potential, $\mathbf{E} = -\nabla V$, one gets

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}.$$

The Maxwell-Boltzmann statistics yields at the first order: $\rho = eN_e^s \frac{eV}{k_b T}$, where e represents the electric charge. While inserting this value of the charge density in the second derivative, we can integrate the potential

$$V = V_0 \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right),$$

where λ_D is called the Debye length; it represents the characteristic size beyond which the field is completely screened by the positive charges

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T}{N_e^s e^2}}.$$

A region of several Debye lengths is created where the electric potential drops and the electric field is strong. The size of this region is $\zeta = \frac{4}{3} \left(\frac{\eta}{2}\right)^{3/4}$ in unit of the Debye length with $\eta = |-e\phi/k_B T_e|$ and ϕ is the potential drop through ζ . Considering a complete screening with $\phi = 1000$ V, we find $\lambda_D = 0.016$ mm and $\zeta = 140$. The size of the cathode fall region is approximately 2.3 mm. Beyond this distance from the cathode the potential variation is null at first approximation (it is lower than 1 V). There is no more acceleration due to the electric field and the electrons propagate at a constant speed, the initial direction of which is parallel to the direction of the electric field that accelerated them. The cathode fall region corresponds to a dark region very close to the cathode, easily seen in the *Planeterrella* experiment.

Is it correct to neglect the magnetic field effect close to the electrode? Inside the Debye sphere, the electric field can be estimated using $\mathbf{E} = -\nabla V$. By taking 1000 V and a distance of 1 cm, $|E| = 10^5$ V·m⁻¹ in a first approximation. The magnetic field is dipolar and decreases according to the cube of the distance: $B/r^3 = \text{const}$. Measuring a magnetic field of 0.5 T at a distance of 0.5 cm, we calculate a value of 2.3×10^{-6} T close to the electrode at 30 cm. The $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ term of the Lorentz force equals 4.3×10 V·m⁻¹, which is negligible in comparison to $|E| \sim 10^5$ V·m⁻¹.

The generation of the ring current

Beyond the Debye sphere, the electric field is not taken into account anymore. Let us initially consider a constant magnetic field. The Lorentz force

is $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. While projecting on (x, y, z) axes, the electrons are subject to a rotation with a cyclotron frequency given by

$$\omega_c = \frac{|q|B}{m}$$

and a radius (called Larmor radius) given by

$$r_L = \frac{v_{\perp}}{|\omega_c|} = \frac{m v_{\perp}}{|q|B}.$$

To calculate the values of these parameters, it is sufficient to consider the relation of the dipolar field $B/r^3 = \text{const}$ with a value of 0.5 T measured at the edge of the magnet at 0.5 cm. The assumption is also made that the perpendicular velocity is equal to the initial velocity of the suprathermal electrons, that is to say $1.88 \times 10^7 \text{ m s}^{-1}$ as computed above. The values for some distances are given in Table 2.

Table 2

Cyclotron frequencies and Larmor radiuses
for some distances to the magnet center

	0.5 cm	2.5 cm	5 cm	30 cm
Cyclotron frequency	$8.8 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$	$7 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$	$8.8 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$	10^5 s^{-1}
Larmor radius	0.21 mm	2.7 cm	21 cm	188 m

Then, the presence of a magnetic field generates a rotation. But a second effect is at work, due to the gradient of the magnetic field. While approaching the magnet, the electrons cross a medium in which the gradient of the field increases. The classical theory is limited to a first-order development. In this case, by neglecting at the moment the effects of the collisions, the equation of forces is written as

$$\mathbf{F} = q \left(-\frac{r_{\perp} v_{\perp}}{2} \nabla B + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right).$$

With the stationarity assumption, this sum equals zero. This implies that the electrons are subject to a drift:

$$\mathbf{v} = -\frac{r_{\perp} v_{\perp}}{2} \frac{\mathbf{B} \times \nabla B}{B^2}.$$

The electron drift is both perpendicular to the field and to the gradient of the field, making a rotation around the magnet, origin of the ring current.

Effect of the collisions

The collisions take place all along the trajectory of the suprathermal electrons. They are characterized by a collision frequency ν_{coll} which values (expressed in units per second) are mainly based on experimental measurements of collision cross sections:

$$\begin{aligned}\nu(e^-, \text{N}_2) &= 2.33 \times 10^{-17} [\text{N}_2] (1 - (1.21 \times 10^{-4}) T_e) T_e, \\ \nu(e^-, \text{O}_2) &= 1.82 \times 10^{-16} [\text{O}_2] (1 + (3.6 \times 10^{-2}) T_e) \sqrt{T_e}.\end{aligned}$$

For numerical application, one shall consider that the Earth's atmosphere is composed of 1/3 of molecular oxygen and 2/3 of molecular nitrogen. The most interesting place with respect to the collisions is in the ring current. Indeed, the electrons turning on a constant radius can be seen as being subject to a constant field. The effect of the collisions is then primarily to give them a vertical impulse, which projects them into a shell whose feet on the sphere, on north and the south, are rings which are projections of the ring of current. As the magnetic field tubes are tightening close to the poles, the number of excitations per unit area increases, and the emitted radiation becomes intense enough to be visible. One could go further and study the effect of magnetic mirroring, which causes the return of the electrons from an hemisphere towards the other, but this effect does not have an influence on the observation.

Emission lines observed in the *Planeterrella* experiment

The collisions between the suprathermal electrons and the ambient gas create excited molecules and ions that are possibly excited too. Deexcitations can occur following several paths: electronic recombination for the ions, chemical reactions, or radiative emission. These are the emissions which are observed in *the Planeterrella*. They occur all along the trajectory of the suprathermal electrons, but are more intense where their density is higher, either in the ring current, or in the auroral ovals.

We will now discuss the different observed emission lines. We observe the spectral lines of molecular oxygen and molecular nitrogen. Concerning the molecular oxygen, the entire range from 300 to 440 nm is dominated by two systems of bands: Herzberg and Chamberlain. The excitation of molecular oxygen in the state $A^3\Sigma_u^+$ comes from the three-body collision between two oxygen atoms and a third body, molecule or atom. The transition which goes from the $A^3\Sigma_u^+$ state to the ground state violates the rule according to which one cannot go from a Σ^+ state to a Σ^- state. The Schumann-Runge system emits in a quasi-continuum between 125 and 175 nm. The ground

state of molecular nitrogen is the state $X^1\Sigma_g^+$ while the ground state of the N_2^+ ion is $X^2\Sigma_g^+$. A special characteristic of the spectrum of the excited molecular nitrogen is the cascade generating the second positive band, the first positive band and the Vegard-Kaplan band, sometimes wrongly referred to as the molecular nitrogen triplet. The $C^3\Pi_u$ state has a short lifespan, about 10^{-7} s. It has only one source, which is the collision of a nitrogen molecule with an energetic electron, and only one sink, the deexcitation towards the state $B^3\Pi_g$. This characteristic makes it an ideal tracer of the deexcitation rate through electron collision. The second positive band has lines between 320 and 380 nm, but 86% of the $C^3\Pi_u$ population are in the state $\chi = 0$ or 1. In addition, 49% of the $\nu' = 0$ state are deexcited while emitting to 337.1 nm, which is one of the most intense lines visible in *the Planeterrella*. The second positive band radiates in the blue range, also quite visible, and in the ultraviolet. The first positive band results from the deexcitation of the $B^3\Pi_g$ state. In the Earth's atmosphere, this band is very intense but also divided into many excited levels on a broad spectral range. It plays a major role in the analysis of the diurnal radiation, and is used as a tool to measure the total excitation rate by electron collisions. The first positive band emits mainly between 600 and 750 nm, i.e. in the red, and can be identified in the Planeterrella experiment as well.

4. LIMITS AND FUTURE EXTENSIONS OF THE EXPERIMENT

The observations made with the Planeterrella are easy to reproduce, even if the experiment can prove to be delicate to set up. We must also be careful not to draw general conclusions from these observations or to make them tell more than what they actually are. The space environment of magnetized planets is very complex. The cathode in Birkeland's configuration does not represent the Sun as he believed but more the plasma sheet contained in the equatorial plan of the magnetosphere. In our experiment, there is also no acceleration phenomenon: the electrons are produced by a relatively stable generator. When varying this tension, it is impossible to simulate the interactions occurring in the solar wind between slow and fast winds, a phenomenon responsible of the auroral curtains observed from Earth.

Before using this experiment for scientific purposes, several steps have to be taken. First of all, it is necessary to solve a difficult problem of scales and to prove that the configurations reproduce the natural phenomena correctly. It is indeed quite surprising that *the Planeterrella* reproduces so well natural phenomena that occur at such different scales: volumes of the space bodies, natural electric and magnetic fields and distances are absolutely not

respected in the experiment. It is also necessary to carry out a rigorous calibration. Despite this, this experiment can already be extended easily.

The first important evolution will be to use electromagnets of variable magnetic intensity. At the moment, we use an artifact while placing magnets close to the internal surface of the spheres. This results in the creation of separated dipoles, breaking the ideal dipolar configuration (all configurations shown in this paper are made with a single magnet placed in the center of the spheres in order to maintain a dipolar field). A second evolution consists in putting the spheres in motion, in particular to authorize their rotation. Please observe, however, that the auroral oval is not related to the rotation of a planet through gravity, but through the precession of the magnetic axis around the geographical axis. Allowing the spheres to turn would show in a very spectacular way how the ovals move with the tilt of the field.

Following these modifications, and for the study of the dynamics, the evolution currently studied is the installation of two cameras placed in two different orientations in order to obtain a stereoscopic and dynamic image of the Planeterrella. The coupling with spectrometers will in the long term allow the spectral study of the emission lines.

To tackle scientific simulations, we envisaged a passage for the injection of gases in order to reproduce the recently discovered Martian aurorae (Bertaux *et al.* 2005), and the action of the solar wind in the upper atmosphere of Venus.

5. CONCLUSIONS

This experiment has already been performed at a high school level with materials from the school. The great difficulty comes from the manufacture of the spheres. Those must have a good surface quality, because any irregularity can divert the electric field. We used the end balls of a staircase ramp with varied success. The cheapest and easiest way to manufacture the spheres is to order them from a company working in metallurgy.

Starting from scratch, the overall cost is high (approximately 20,000 euros). The design and concept are a significant part of the cost of the project. This is why the experimental designs we have conceived are freely available on request for cultural uses and teaching, provided the CNRS and the designer of this experiment (J. Lilensten) are rightfully accredited.

Acknowledgements. We thank CNRS-SERAS group for their assistance in the engineering and design, O. Brissaud for his assistance in the assembly of the experiment, and Dr. J. Mc Auliffe (ESA/STEC) for his precious comments and careful reading of the present manuscript.

For commercial applications, the CNRS Alps delegation is the only partner entitled to negotiate the terms of collaboration.

References

- Balescu, R. (1988), *Transport Processes in Plasmas*. Vol. 1, North-Holland, Amsterdam.
- Bertaux, J.-L., F. Leblanc, O. Witasse, E. Quemerais, J. Lilensten, S.A. Stern, B. Sandel, and O. Korablev (2005), Discovery of an aurora on Mars, *Nature* **435**, 790-794, DOI: 10.1038/nature03603.
- Chen, F.F. (1984), *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2nd ed., Plenum Press, New York – London.
- Dendy, R.O. (1995), *Plasma Physics. An Introductory Course*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Dortous de Mairan, J.J. (1733), *Traité Physique et Historique de l'Aurore Boréale*, De l'Imprimerie Royale, Paris, 281 pp.
- Egeland, A., and W.J. Burke (2005), *Kristian Birkeland, the First Space Scientist*, Springer, New York, DOI: 10.1007/1-4020-3294-3.
- Kivelson, M.G., and C.T. Russell (eds.), (1995), *Introduction to Space Physics*, Cambridge University Press, New York, 568 pp.
- Kivelson, M.G., K.K. Khurana, C.T. Russell, R.J. Walker, J. Warnecke, F.V. Coroniti, C. Polanskey, D.J. Southwood, and G. Schubert (1996), Discovery of Ganymede's magnetic field by the Galileo spacecraft, *Nature* **384**, 6609, 537-541, DOI: 10.1038/384537a0.
- Lilensten, J., and J. Bornarel (2006), *Space Weather, Environment and Societies*, Springer, Dordrecht, 242 pp, DOI: 10.1007/1-4020-4332-5.
- Lummerzheim, D., and J. Lilensten (1994), Electron transport and energy degradation in the ionosphere: evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations, *Ann. Geophys.* **12**, 1039-1051, DOI: 10.1007/s00585-994-1039-7.
- Rees, M.H. (1989), *Physics and Chemistry of the Upper Atmosphere*, Cambridge University Press, Cambridge – New York.
- Shu, F.H. (1992), *The Physics of Astrophysics*. Vol. 2: Gas Dynamics, University Science Books, Sausalito, CA, 476 pp.
- Stern, D.P. (1996), A brief history of magnetospheric physics during the space age, *Rev. Geophys.* **34**, 1, 1-32, DOI: 10.1029/95RG03508.

Received 25 April 2008

Accepted 13 November 2008



Dayglow on Mars: Kinetic modelling with SPICAM UV limb data

C. Simon^{a,*}, O. Witasse^a, F. Leblanc^b, G. Gronoff^c, J.-L. Bertaux^d

^a Research Scientific Support Department, ESA-ESTEC, Noordwijk, The Netherlands

^b Service d'Aéronomie, Institut Pierre Simon Laplace, Université Paris 6/CNRS, Verrières-le-Buisson, France

^c Laboratoire de Planétologie de Grenoble, Université Joseph Fourier/CNRS, Grenoble, France

^d Service d'Aéronomie, Institut Pierre Simon Laplace, Université de Versailles-Saint-Quentin/CNRS, Verrières-le-Buisson, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 18 April 2008

Received in revised form

4 July 2008

Accepted 13 August 2008

Available online 29 August 2008

Keywords:

Mars

Upper atmosphere and ionosphere

Dayglow

SPICAM and Mars Express

Transport modelling

ABSTRACT

The UV spectrometer experiment SPICAM onboard ESA Mars Express has been orbiting Mars since December 2003. We present here some comparisons between airglow data that have been newly interpreted with the advanced kinetic model *Trans-Mars*.

A series of numerical one-dimensional kinetic models, in the *Trans*-* family [Lilensten, J., Blelly, P.L., 2002. The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere. *J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys.* 64, 775–793] has been developed over the last years to take into account of airglow processes and yield altitude line profiles in planetary upper atmospheres (Earth, Venus, Titan and Mars). *Trans-Mars* is the last evolution of these simulations, applied to Mars. Electron and photon cross sections have been recently updated. The computed model line profiles are comparable to those of Fox and Dalgarno [1979b. Ionization, luminosity, and heating of the upper atmosphere of Mars. *J. Geophys. Res.* 84, 7315–7333] and Shematovich et al. [2008. Monte Carlo model of electron transport for the calculation of Mars dayglow emissions. *J. Geophys. Res. (Planets)* 113(E12), 2011].

Nearly 70000 limb UV spectra recorded by SPICAM between October 2004 and May 2006 are analysed in order to obtain altitude emission profiles on the main dayglow emissions. A variable point spread function (PSF) determined statistically throughout the wavelength range is used to estimate precisely the intensity of the airglow. This includes the Cameron bands ($a^3\Pi - X^1\Sigma$) of CO, the CO₂⁺ ultraviolet doublet ($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Pi_g$) at 289.0 nm and the oxygen emission at 297.2 nm. Instrumental uncertainties of the emissions remain under 15%.

Five groups of comparable orbits are selected to prepare for the data interpretation. The seasonal and solar activity effects on the dayside CO 'Cameron Bands', CO₂⁺ and OI(2972 Å) emissions are discussed in light of previous studies. These emissions exhibit for equatorial latitudes two maxima of intensity for $L_S = 140^\circ$ and 290° (around Mars' perihelion) and one local minimum at $L_S \sim 40^\circ$. The peak at $L_S = 140^\circ$ is corroborated by the neutral density profiles shown by Forget et al. [2008. The density and temperatures of the upper martian atmosphere measured by stellar occultations with Mars Express SPICAM. *J. Geophys. Res.*, 1–25, submitted for publication] using SPICAM stellar occultation mode; these authors linked this sudden increase to a dust storm covering a large part of the planet, a quite unexpected event at this time of the year. A first comparison of altitude profiles of emission lines between data and the kinetic transport model shows a very similar shape and altitude peak when Viking CO₂ densities are divided by a factor 3 and uncertainties in the cross sections are taken into account. Overall intensities are, however, overestimated by our model by 25% on average for Cameron and CO₂⁺ emissions. The limits of the model and further improvements both on the data analysis and on the model are presented.

© 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The airglow represents one of the many manifestations of the dynamical coupling existing between the upper atmosphere and the space environment of a planet. In the case of Mars, the EUV solar radiation and the solar wind play a major role in the creation of the airglow.

The Martian airglow spectrum in the UV range (typically $100 \leq \lambda \leq 300$ nm) exhibits a large number of lines and bands, arising from photo-chemical processes on the major thermospheric constituent CO₂ (photon and electron impact dissociation essentially). These mechanisms produce the brightest features of the Martian dayglow spectra, that is the main emissions of CO (Cameron bands and fourth positive bands of CO between 120 and 280 nm), the CO₂⁺ ultraviolet doublet at 289.0 nm and the atomic oxygen emission at 297.2 nm. Other emissions can be seen such as those arising from O at 130.4 nm due to resonant scattering and 135.6 nm due to electron impact excitation of atomic oxygen.

* Corresponding author.

E-mail address: cyril.simon@rssd.esa.int (C. Simon).

At the extreme end of the spectrum, the HI Ly- α line at 121.6 nm stands out from a usually low comparative background.

Several experimental studies have been carried out since the 1970s to characterise the Martian thermosphere and the airglow, including in situ measurements (Mars 6, Kerzhanovich, 1977; Viking 1 and 2, Nier et al., 1976; Nier and McElroy, 1976, 1977; Hanson et al., 1977), radio occultation (Mars Global Surveyor, Bougher et al., 2001, 2004; Mars Express MaRS, Pätzold et al., 2005) or remote sensing from spacecraft orbiting the Earth (UV telescope on Astro-2 (Feldman et al., 2000) or Mars (Mariner 6, 7 and 9, Barth et al., 1971; Stewart, 1972; Stewart et al., 1972; Strickland et al., 1972, 1973) or Mars Express SPICAM (Leblanc et al., 2006a, Forget et al., 2008)). The ultraviolet spectrometer SPICAM onboard Mars Express (Bertaux et al., 2006) has been collecting hundreds of thousands of airglow spectra in the 118–320 nm range since its first orbit around Mars in December 2003. Recently, these high-sensitivity measurements have allowed the discovery of aurora-like features associated with Mars' magnetic crustal anomalies mapped down by MGS (Bertaux et al., 2005; Leblanc et al., 2006b, 2008). SPICAM dayglow measurements have been reported in Leblanc et al. (2006a), who showed significant variations in intensity with the measurements reported earlier (Barth et al., 1971, 1972), using only a set of 24 orbits. The N₂ Vegard–Kaplan (0,6) band was also identified for the first time in the Martian dayglow spectrum, and was further analysed in Leblanc et al. (2007).

The current understanding of the Martian airglow was obtained using electron transport and photochemical approaches (Fox and Dalgarno, 1979a,b; Fox, 1986, 1991, 2004a; Witasse, 2000; Haider et al., 2002, 2006; Nagy et al., 2004; Shematovich et al., 2008).

References for other models (MHD, hydrodynamical) dedicated to the Martian thermosphere-ionosphere-solar wind interaction can be found in Cravens (1992) and Shinagawa (2000). Recent extensive works include Fox (2004a, b), Fox and Yeager (2006), Penz et al. (2004, 2005), Modolo et al. (2005, 2006) and Moffat-Griffin et al. (2007).

In this paper, we present a new analysis of SPICAM UV dayglow data of the Martian limb representing 37 orbits of Mars Express between October 2004 and May 2006 and its comparison with an updated kinetic model. The model is described in Section 2, and validated by comparison to the reference results of Fox and Dalgarno (1979b). A specific discussion on the cross sections and reaction rates as well as on the limits of the model is presented. Section 3 focuses on the new data analysis of SPICAM dayglow limb data: it consists in the building of a synthetic airglow spectrum by the use of a variable instrumental point spread function (PSF) throughout the entire wavelength range for each spectrum recorded. After a first binning in altitude (by 4-km steps) for each orbit to increase the signal-to-noise (S/N) ratio, we perform the individual integration of the synthetic spectra created, yielding the line brightness. The set of data used here is presented and divided into groups depending on the longitude of the subsolar point L_s , solar zenith angle χ and decimetric solar flux index $f_{10.7}$. The seasonal and local variations of the SPICAM UV profiles are first studied. The slant profiles of the emissions obtained are finally compared to the model outputs in Section 4.

2. Development of the model

2.1. Description of *Trans-Mars* and the kinetic part: uncertainties and recent updates

We use a kinetic electron transport model called *Trans-Mars*, based on a series of evolution from the terrestrial codes *Transcar*. The kinetic part can be found in Lummerzheim and Lilensten

(1994); Lilensten et al. (1996). A first ionospheric application coupling a kinetic and a fluid approach is presented in Diloy et al. (1996) and Blelly et al. (1997). The new architecture of the code, as well as an application to the total electron content (or TEC, defined as the integrated number of electrons along the line of sight), are described in Lilensten and Blelly (2002). Several additions were later made including the convection (Blelly et al., 2005), the doubly-charged ions contribution (Simon et al., 2005) and the first dynamical coupling with a proton transport code (Simon et al., 2007). The family of transport codes *Trans-** have been jointly developed between Laboratoire de Planétologie de Grenoble (LPG, Grenoble, France) and Centre d'Étude spatiale des Rayonnements (CESR, Toulouse, France); they include solely kinetic codes as well as coupled kinetic/fluid codes.

From its original terrestrial form, the kinetic code has been ported successively to Titan (Galand et al., 1999; doubly charged ions and production efficiencies in Lilensten et al., 2005a, b) and later to Venus (airglow modelling in Gronoff et al., 2007, 2008). In the meantime, the kinetic/fluid approach was adapted to Mars (kinetic/fluid core in Witasse, 2000; doubly charged ions in Witasse et al., 2002, 2003; Morel et al., 2004).

Trans-Mars describes the ionosphere from 80 to 500 km altitude. The new version of *Trans-Mars* presented here deals only with the kinetic part of the code; the fluid part, already available in earlier versions, will be coupled again in the future. Using a multi-stream approach (eight scattering angles following the Gauss integration method), the kinetic code solves the stationary Boltzmann equation for suprathermal electrons and yields the photoelectron fluxes, the primary and secondary ion production rates, ion and neutral excitations and the thermal heating. An updated physical–chemical emission model is included following the approach carried out on Venus (Gronoff et al., 2008), which takes into account the emissions of CO (Cameron bands and fourth positive bands), CO₂⁺ (Fox–Duffendack–Barker and ultraviolet doublet), N₂ (Vegard–Kaplan and Lyman–Birge–Hopfield bands) and N₂⁺ (Meinel bands). Oxygen productions are also computed with lines at 630.0 and 557.7 nm (red and green lines), at 297.2 nm O(¹S–³P), 130.2, 130.4 and 130.6 nm O(³S^o–³P), 135.6 and 135.8 nm O(⁵S^o–³P) and 844.6 nm O(³P–³S^o).

Three main inputs are to be considered in the model. The vertical profiles of the neutral atmosphere above 100 km altitude are given by the Mars Thermosphere General Circulation model or MTGCM (Bougher et al., 1988, 1990, 1999, 2000, 2006) calculated in the conditions of Mariner 6 (high solar activity $f_{10.7, \text{Mars}} = 98$ ($f_{10.7, \text{Earth}} = 200$), $d_{S-M} = 1.45$ AU, solar zenith angle $\chi = 57^\circ$) and Viking 1 (low solar activity $f_{10.7, \text{Mars}} = 28$ ($f_{10.7, \text{Earth}} = 72$), $d_{S-M} = 1.61$ AU, $\chi = 44^\circ$, latitude = 22.5°N). The EUV/XUV solar flux ($\lambda \leq 105$ nm) determination relies on the studies of Torr and Torr (1985) and Richards et al. (1994a, b). We used the EUVAC model built by these authors, with 37 energy bins ranging from 5 to 105 nm plus two extra ones at high energy at 2.327 and 3.750 nm. The absorption, collision and emission cross sections, as well as the chemical reaction rates, have been updated recently.

The photoionisation cross sections are taken from Torr and Torr (1985) for N₂, O₂, O and H, from Hitchcock et al. (1980) and Avakyan et al. (1998) for CO₂. The secondary ion productions use the cross sections found in Lummerzheim and Lilensten (1994) for N₂, O₂, O and H and in Tian and Vidal (1998) for CO₂.

The excitation mechanisms for each system of bands and lines included in the emission model are detailed in Table 1 with corresponding references. Only the emissions present in the spectral range of SPICAM and computed by the model are presented. The cross sections measured or calculated at the peak are mentioned, as well as the average uncertainties of the determination of each set of values. For a full description of the

Table 1
Excitation production/emission processes taken into account in *Trans-Mars*

Excited state and associated emission	Production/emission process and related cross section references			
	$h\nu + \text{CO}_2$	$e + \text{CO}_2$	$e + \text{CO}$	DR of CO_2^+ or O_2^+
$\text{CO}(a^3\Pi)$ -Cameron	Lawrence (1972a) ^a (1)	No recommended value Avakyan (1998) ^c (2)	Furlong and Newell (1996) ^b $E \leq 70$ eV, LE $E > 70$ eV (3)	Fox and Sung (2001) ^a (7) Skrzyppkowski et al. (1998) ^a
Peak value/energy	1.7×10^{-17} cm ² at 92 nm	2.40×10^{-16} cm ² at 80 eV	1.89×10^{-16} cm ² at 10 eV	
$\text{CO}(A^1\Pi)$ -4th positive	Gentieu and Mentall (1972) ^a (4)	Ajello (1971a) ^b (5)	Beegle et al. (1999) ^a (6)	Fox and Sung (2001) ^a Tsuji et al. (1998) ^a (7)
Peak value/energy	3.2×10^{-18} cm ² at 90 nm	1.30×10^{-18} cm ² at 30 eV	6.98×10^{-18} cm ² at 22 eV	
$\text{CO}_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ -2890 Å	Avakyan (1998) ^b (8)	Itikawa (2002) ^a (9) Tsurubuchi and Iwai (1974) ^a	– –	
Peak value	7.28×10^{-18} cm ² at 52 nm	4.69×10^{-17} cm ² at 150 eV	–	
$\text{O}(^1S)$ 5577–2972 Å	Lawrence (1972b) ^b (10)	Itikawa (2002) ^a (11) LeClair and McConkey (1994) ^a	NCL	Kella et al. (1997) (12)
Peak value	2.5×10^{-17} cm ² at 100 nm	1.69×10^{-17} cm ² at 50 eV		

When possible the recommended reference is given. 'NCL' stands for 'never considered in the literature' and indicates that the reactions have never been studied or considered. 'LE' stands for 'linear extrapolation' above 70 eV. Reactions shown to be negligible in front of the other processes are pointed out by a dash '-'. 'DR' stands for 'dissociative recombination' and is applied through a reaction rate coefficient to CO_2^+ for carbon oxide species and to O_2^+ ions for oxygen. The numbered references point out to reactions (1)–(12) in the text. The values on $\text{CO}(a^3\Pi)$ reported by Avakyan et al. (1998) for the electron impact on CO_2 were derived by normalising the results of Ajello (1971b) to the peak cross section of Erdman and Zipf (1983) measured at 80 eV.

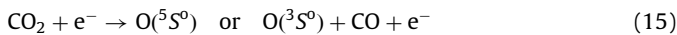
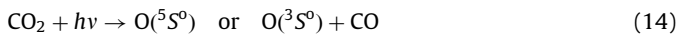
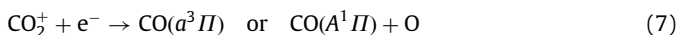
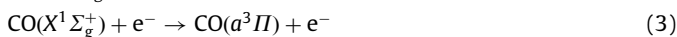
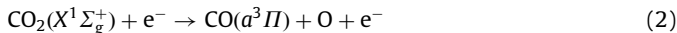
^a Uncertainties <25%.

^b Uncertainties >25%.

^c Uncertainties >75%.

inputs of the model and of other lines and bands taken into account in the model, and notably the quenching mechanisms for $\text{O}(^1S)$, the article on Venus' airglow by Gronoff et al. (2008) can serve as a useful reference.

Most processes in Table 1 are reasonably known at the exception of the excitation of $\text{CO}(a^3\Pi)$ by electron impact on CO_2 . They are listed as follows:



Process (7) is the dissociative recombination of CO_2^+ ions creating the excited states at the origin of the Cameron ($a^3\Pi - X^1\Sigma$) and fourth positive ($A^1\Pi - X^1\Sigma$) bands. An extensive review on cross sections for electron impact processes on CO_2 is available in Itikawa (2002). Processes (1), (6), (7), (9) and (11)–(13) have maximum uncertainties of 25%. Processes (3)–(5), (8), (10), (14) and (15) are known within 75%. The largest uncertainties remain on the production (2) of $\text{CO}(a^3\Pi)$ by electron impact on CO_2 . Ajello (1971b) only measured the relative cross section for the emission of the (0,1) Cameron band at 215.8 nm.

Erdman and Zipf (1983) pointed out that Ajello underestimated the overall emission due to an incorrect assumption about the lifetime of the molecule. They gave instead an absolute value of 2.4×10^{-16} cm² at 80 eV, different from Ajello's original estimate (7.1×10^{-17} cm² at 80 eV), however, with large uncertainties of at best a factor of 2. Following this new measurement, Avakyan et al. (1998) normalised Ajello's cross sections to the results of Erdman and Zipf (1983) at the peak (for information, Avakyan's cross section reaches 2.0×10^{-16} cm² at 27 eV). Other authors like Fox and Dalgarno (1979a,b) have chosen different values, i.e., 4×10^{-17} cm² at 27 eV, derived from Freund (1971) and Wells et al. (1973), but these authors claimed uncertainties of at least one order of magnitude in connection to Ajello's first estimates. Later, in his review, Itikawa (2002) did not recommend any value due to the lack of conclusive measurements. We choose to adopt in the present study the normalization performed by Avakyan et al. (1998) as the most reasonable assumption. The large uncertainties remaining must be kept in mind while interpreting the simulations of the Cameron bands on the dayside or when comparing with previous studies.

The $\text{O}(^1S)$ production cross sections are given by Lawrence (1972b) for the photodissociation and by LeClair and McConkey (1994) for electron impact on CO_2 . The other atomic oxygen emissions ($\text{O}(^3S^0)$ at 130.4 nm and $\text{O}(^5S^0)$ at 135.6 nm) are taken into account in the code using the results of Ajello (1971a,b) for the impact on CO and CO_2 , which are considered to be the main processes. Only Gentieu and Mentall (1972) gave an indication of the branching ratio for the production of $\text{O}(^3S^0)$ by photodissociation of CO_2 ; this contribution is, however, negligible in comparison to electron impact mechanisms. Electron impact excitation on atomic oxygen is also considered (see for instance Lummerzhelm and Lilensten, 1994). All uncertainties remain under 75%. No radiative transfer is included in the code, so that the emissions subject to resonant or fluorescent scattering (typically HI Ly- α and the multiplet originating from the $\text{O}(^3S^0)$ state) cannot be modelled consistently. These lines are not considered here. A complete study of the OI (1304 Å) and HI Ly- α emissions with SPICAM using a radiative transfer model can, however, be found in Chaufray et al. (2008a,b), respectively.

The metastable atoms $O(^1S)$ are produced by photodissociation of CO_2 (process (10), cross sections taken from Lawrence, 1972b, see also Huestis and Slanger, 2006), dissociative recombination of O_2^+ (process (12), Kella et al., 1997 for the reaction rate) and electron impact on O (process (13), Dalgarno and Lejeune, 1971; Lummerzheim and Lilensten, 1994) and CO_2 (process 11), LeClair and McConkey, 1994). Gronoff et al. (2008) have enumerated in their Table 4 the reactions for quenching of $O(^1S)$ by the neutrals (CO_2 , CO, O_2 and O essentially) which have rate coefficients depending on the neutral temperature (see Capetanakis et al., 1993; Lummerzheim and Lilensten, 1994). The emission rate derived $\eta_{297.2}$ for $OI(297.2\text{ \AA})$ is simply expressed by a proportionality factor to the 557.7-nm green line emission rate: $\eta_{297.2} = (A_{297.2}/A_{557.7})\eta_{557.7}$, where $A_{297.2} = 0.076\text{ s}^{-1}$ and $A_{557.7} = 1.215\text{ s}^{-1}$ are the corresponding emission Einstein coefficients. A total of 94% of the atoms in the $O(^1S)$ state emits to the $O(^1D)$ state, producing the atomic oxygen green line, while 6% emits to $O(^3P)$, producing the 297.2-nm emission (Baluja and Zeppen, 1988). Slanger et al. (2006) recently recommended for the Earth a very consistent value for the ratio $A_{557.7}/A_{297.2} = 9.8 \pm 1.0$, a result which needs to be verified for other planetary airglow measurements. Following these results, 6–10% of the atoms can result in the $O(^1S)$ – $O(^3P)$ transition.

2.2. Validation of the model

The new kinetic model has been validated by comparing the results of the simulations to those of Fox and Dalgarno (1979b). For a better comparison, the atmosphere chosen is the same in both cases, and derived from Viking 1 density data (McElroy et al., 1976). In this configuration, the solar flux $f_{10.7,\text{Mars}}$ is 28 ($f_{10.7,\text{Earth}} = 72$), the Sun–Mars distance d_{S-M} is 1.61 AU, and the solar zenith angle χ reaches 44° .

The steady state photoelectron fluxes computed at 130 km altitude are shown in Fig. 1. The dashed line are Fox and Dalgarno's results while the thick solid line shows the results of the computation of downward fluxes by *Trans-Mars*. The curves exhibit a similar behaviour, decreasing from $10^8\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}\text{ eV}^{-1}$ at low energies around 1 eV to $10^5\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}\text{ eV}^{-1}$ at 60 eV. The main differences are observed on individual peaks (notably the sharp dip near 3 eV ascribed to excitations of the CO_2 molecule) and in the range 25–55 eV where *Trans-Mars* underestimates by 50% the fluxes with respect to Fox and Dalgarno (1979b). These discrepancies are essentially due to the improvements in the models and in the excitation cross section values. A more advanced solar EUV model has been used in *Trans-Mars* (EUVAC model by Richards et al., 1994a, b) which takes into account higher energies in the solar spectrum. Moreover, a multi-stream scheme based on Stamnes (1980) and Lummerzheim and Lilensten (1994) is implemented in *Trans-Mars* while Fox and Dalgarno (1979b) used a local approximation for electron energy deposition (Dalgarno and Lejeune, 1971): angular redistributions and upward/downward fluxes are then better taken into account. The fluxes computed by *Trans-Mars* or Fox and Dalgarno (1979b) are in agreement with the photoelectron flux measured at low altitudes by the Electron Spectrometer ASPERA-3/ELS onboard Mars Express (see Frahm et al., 2006; Liemohn et al., 2006). Due to the difficulty in setting up the spacecraft potential, low-energy fluxes measured by ASPERA-3/ELS have large uncertainties. With this limitation in mind, *Trans-Mars*' results are similar. In thin solid lines we plotted for comparison the downward fluxes recently computed by Shematovich et al. (2008) using a Monte Carlo approach; their results are computed at 135 km altitude for $L_S = 180^\circ$ and a latitude of 47.5°N at 1200 LT using the GCM model of Bougher (2006) and the EUV model SOLAR2000 of Tobiska

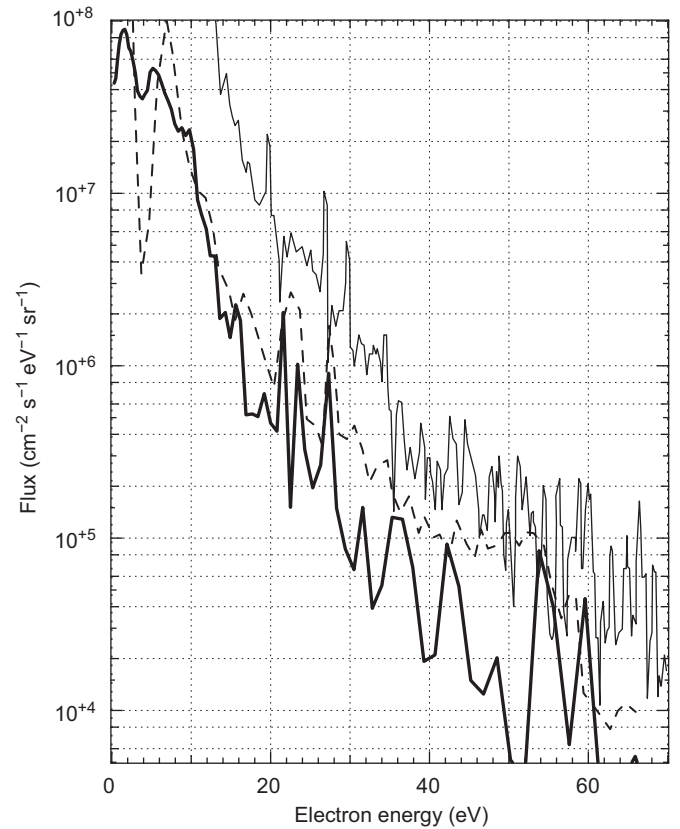


Fig. 1. Steady state downward fluxes calculated by *Trans-Mars* (thick solid line) at 130 km altitude and compared to those of Fox and Dalgarno (1979b) (dashed line) for an energy grid of 125 boxes. Shematovich et al. (2008) downward fluxes at 135 km altitude are plotted for comparison in thin solid lines ($L_S = 180^\circ$, lat. 47.5°N). The overall same behaviour is observed.

(2004). Their fluxes are similar in shape to those of Fox and Dalgarno (1979b) and *Trans-Mars* while their intensity is similar within an order of magnitude, a difference which can be attributed to the different conditions for the runs (altitude and position of Mars along its orbit).

For the Cameron bands and the CO_2^+ ultraviolet doublet at 289.0 nm, the detailed production rates, process by process, are shown below. Table 2 summarizes the main production peaks of both emissions and compares, production by production, the results of our simulations with those of Fox and Dalgarno (1979b).

The total contribution of the Cameron bands emission, shown in Fig. 2, is similar in intensity and position of the peak ($\approx 1500\text{ cm}^{-3}\text{ s}^{-1}$ at 131 km) and behaviour. A significant difference appears above 150 km altitude, where the decrease in production is faster with altitude for the profile computed by *Trans-Mars*. In the detail of the contribution, this difference comes from the electron impact dissociation of CO_2 . The cross sections associated to this mechanism have been discussed in Section 2.1; their determination and the uncertainties related explain partly the underestimate of the productions at 130 km of Fox and Dalgarno (1979a, b) (they used the data from Ajello, 1971a, b and Wells et al., 1973, which underestimate Avakyan's recommendation that we adopted in *Trans-Mars*). Reducing the cross sections of Avakyan et al. (1998) by a factor 2–3 resolves this issue. Higher in altitudes, a combination of different cross sections and different middle-energy secondary fluxes explain the discrepancies. The source due to photodissociation of CO_2 is underestimated by *Trans-Mars* with respect to the results of Fox and Dalgarno. The EUV model used by Fox and Dalgarno shows here a tendency to overestimate the fluxes with respect to

Table 2Productions in $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ computed at the peak of each contribution for the Cameron bands and the CO_2^+ ultraviolet doublet

Production processes	Cameron $\text{CO}(a^3\Pi)$		$\text{CO}_2^+(B^2\Sigma_u^+)$	
	F&D	<i>Trans-Mars</i>	F&D	<i>Trans-Mars</i>
$h\nu + \text{CO}_2$	582.9 at 138 km	363.7 at 138 km	569.4 at 130 km	254.0 at 134 km
$e + \text{CO}_2$	813.7 at 128 km	1160.2 at 128 km	75.6 at 125 km	66.2 at 126 km
$e + \text{CO}$	26.3 at 132 km	57.0 at 134 km	–	–
DR	280.7 at 133 km	221.1 at 134 km	–	–
Total	1495.0 at 131 km	1720.5 at 131 km	647.5 at 130.4 km	305.0 at 134 km

The altitudes are also indicated in km. Two models are compared: Fox and Dalgarno (1979b) (noted F&D in the table) and *Trans-Mars*.

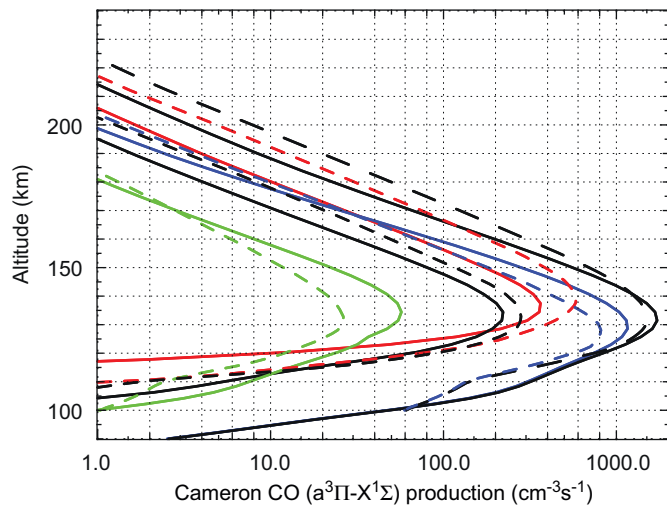


Fig. 2. Cameron bands production profiles (solid line) compared to those of Fox and Dalgarno (1979b) (dashed line). The thick black curves represent the total of all contributions. Red: photodissociation, blue: electron impact dissociation, thin black: dissociative recombination and green: electron impact on CO.

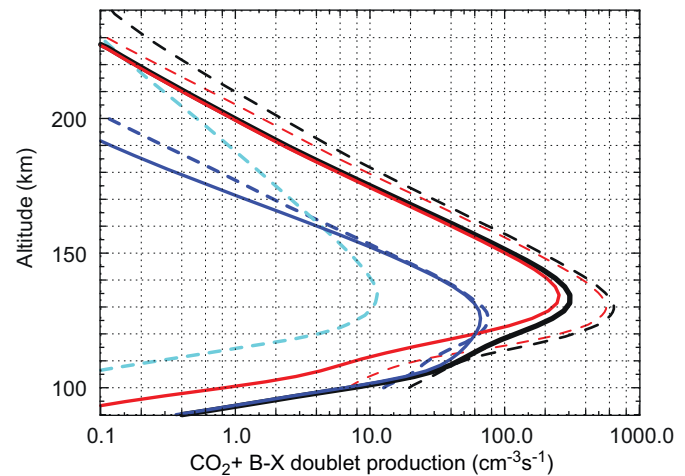


Fig. 3. $\text{CO}_2^+(B-X)$ production profiles computed by *Trans-Mars* (solid line) compared to those of Fox and Dalgarno (1979b) (dashed line). The thick black lines represent the total of all contributions. Red: photoionisation, blue: electron impact ionisation, cyan: fluorescent scattering (not taken into account in *Trans-Mars*).

Trans-Mars. Overall, the behaviour and relative importance of the mechanisms considered and their peak altitudes stay in good agreement. Shematovich et al. (2008), using Avakyan's set of cross sections with their Monte Carlo model, found results in very close agreement to those of *Trans-Mars*. The results of the CO_2^+ ultraviolet doublet presented in Fig. 3 and Table 2 show a very good agreement in the relative behaviour of the main source mechanisms. Photoionisation plays the major part above 120 km altitude while electron impact ionisation is predominant below. On average, electron impact ionisation accounts for less than 25% of the total production rate above 120 km. Fluorescent scattering according to Fox and Dalgarno (1979b), drawn in light blue in Fig. 3, becomes important only above 210 km and is not taken into account in *Trans-Mars*. The altitude of the peak is shifted 5 km higher while the total emission rate computed by *Trans-Mars* is smaller than that of Fox and Dalgarno by a factor 2. This discrepancy can be explained by the CO_2 photoionisation cross sections and partial yields adopted in *Trans-Mars*. No experimental consensus has been reached as of now on the production yields of A and B states of CO_2^+ by photoionisation of CO_2 (Samson and Gardner, 1973; Leach et al., 1978). Past studies (Fox and Dalgarno, 1979b; Witasse, 2000) have assumed a constant yield throughout wavelengths. Avakyan et al. (1998) proposed a set of cross sections, with a yield varying with wavelengths. According to Avakyan, uncertainties are not more than 20%. This new set of cross sections was used in *Trans-Mars*. The photoionisation cross section maximum for the state $B^2\Sigma_u^+$ of CO_2^+ appears at around 55 nm with a value of $7.0 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$, which is 20% less than previous studies (Witasse, 2000).

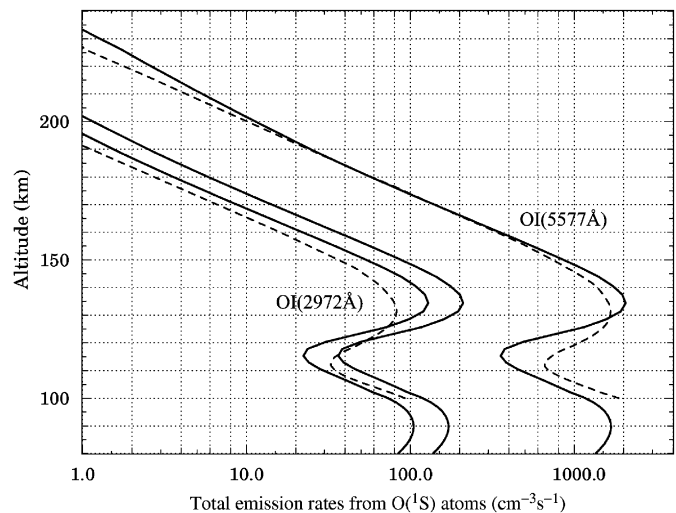


Fig. 4. Total emission rates of the $\text{O}(^1S-^3P)$ 297.2-nm and $\text{O}(^1S-^1D)$ 557.7-nm “green” lines. The 297.2-nm line is proportional to the green line by a factor $A_{297.2}/A_{557.7}$ varying from 6% (Baluja and Zeppen, 1988) to 10.2% (Slanger et al., 2006). Dashed lines are the results of Fox and Dalgarno (1979b), the solid lines are those of the model *Trans-Mars*.

Fig. 4 shows the comparison of the results of *Trans-Mars* (solid lines) for the oxygen green line (transition $^1S-^1D$) and the 297.2-nm line (transition $^1S-^3P$) with the simulations of Fox and Dalgarno (1979b) (dashed lines). The deactivation from the $\text{O}(^1S)$

state produces both lines, leading to profiles being proportional to each other. Two peaks are observed, one at upper altitudes (135 km, the other at altitudes lower than 100 km. The overall behaviour is identical, and a very good agreement is found between 150 and 200 km altitude (difference less than 15%). Fox and Dalgarno were using a proportionality factor of (95%, 5%) different from the ones adopted in *Trans-Mars* (Baluja and Zeppen, 1988; Slanger et al., 2006), hence the differences in proportionality observed in Fig. 4. The production peaks are 5 km higher in altitude in the new model, which comes from the newer EUV model in combination with the photodissociation cross sections.

Improvements in the cross sections and the reaction rates, as well as on the EUV model and the calculation scheme used in *Trans-Mars*, can reasonably explain the discrepancies observed for a given neutral atmosphere between our results and those of Fox and Dalgarno (1979b). Some limitations to the sole kinetic approach we used in the present article have to be kept in mind: no fluid transport is implemented yet (no ion densities are computed nor electron temperatures), no magnetic field is included and the overall code is one-dimensional. Because we want to compute dayglow emissions, mainly of thermospheric origin, our simplified approach gives a reasonable estimate of these parameters. The critical validation of the results given by *Trans-Mars* enables further comparison with remote-sensing data.

2.3. Geometry conversions: obtaining altitude line profiles

Converting the model outputs expressed in $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ to spacecraft observable airglow measurements, usually expressed in Rayleigh ($1\text{R} = 10^6 \text{ photons cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) is a mandatory step to all comparison studies. When dealing with spacecraft configurations, the emission rates computed by the model η must be integrated over the line of sight of the instrument following the procedure of Witasse (2000). Fig. 5 shows the satellite line of sight with respect to the altitude h of the Mars nearest point (MNP). We assume here that altitude emission profiles remain constant locally with latitude/longitude, so that the abscissa s along the horizontal line of sight of the instrument is given by

$$s^2 = (R + z)^2 - (R + h)^2 \quad (16)$$

where R is the radius of Mars and z the local altitude of the emissions, changing along the line of sight. The height of the atmosphere is considered to be typically 500 km. The assumption of emission rates being constant is reasonable considering the fixed neutral atmosphere we are using in the model (see Section 4.2).

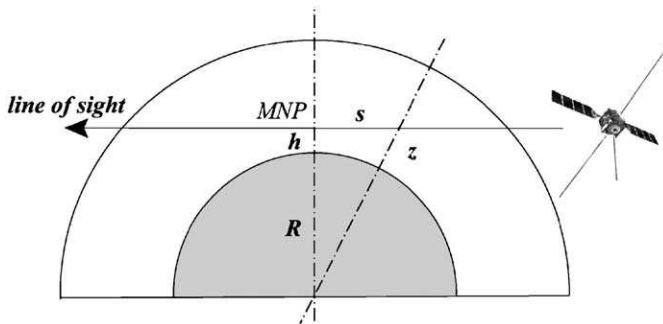


Fig. 5. Line of sight configuration for a typical limb measurement by SPICAM. The altitude of Mars nearest point (MNP) is shown by h . R is the radius of the planet and s the abscissa along the line of sight along which the intensities must be summed, altitude z by altitude z of the emissions along the line of sight. The satellite Mars Express is drawn on the right of the figure.

When taking into account the re-absorption by CO_2 (for instance for OI (1356 Å)), the intensity I integrated along the line of sight, expressed in Rayleigh, is given by

$$I = \int \eta(s) e^{-\sigma_{\text{CO}_2} \int n_{\text{CO}_2} ds'} ds \quad (17)$$

where n_{CO_2} is the density of CO_2 and σ_{CO_2} the photoabsorption CO_2 cross section taken at the re-absorbed wavelength.

For all emissions considered for comparison in Section 4, no re-absorption is present so that Eq. (17) becomes simply

$$I = \int \eta(s) ds \quad (18)$$

Following this scheme, a good estimate of integrated emissions can be achieved, directly comparable with SPICAM spectrometric data, presented in detail in Section 3.

3. SPICAM data analysis

3.1. Short presentation of the instrument

A thorough description of the instrument SPICAM, the UV spectrometer onboard Mars Express, can be found in Bertaux et al. (2006). SPICAM consists of a UV channel in the range 118–320 nm, with five different spatial bins being read out on the CCD detector. Because of the form of the effective area of the detector, a satisfactory S/N ratio is achieved between 119 and 302 nm. On average, one individual spectrum is recorded every second. For a typical orbit, 1200 spectra are recorded. Two spectral resolutions are available depending on the spatial area read on the CCD detector, either using a large slit (high sensitivity, 6 nm resolution) or a thin slit (lower sensitivity, 1.5 nm resolution). The calibration procedures, typical dayglow spectra and detected lines are discussed extensively by Leblanc et al. (2006a). The main emissions seen are the Lyman α line at 121.6 nm, the Cameron bands, and the CO_2^+ ultraviolet doublet at 289.0 nm. A SiO_2 window was added to the design of the instrument to remove the second order of the nearby Ly- α line: being transparent for $\lambda \geq 160 \text{ nm}$, a difference in behaviour in the light received is observed around the transition. Stray light features can be observed in the spectra, originating from solar light diffusing in the large slit, raising the overall background significantly (see Leblanc et al., 2006a, end of Appendix A.2). Low-altitude spectra recorded by SPICAM below typically 100 km can be contaminated by scattered sunlight, making the line identification difficult. Despite this issue, it is possible to retrieve some information on these lines by subtracting the solar spectrum at low altitudes (Slanger and Cosby, personal communication). In the present study, orbits showing sunlight contamination have been selected with precaution for analysis.

3.2. Data analysis and determination of the PSF of the instrument

After calibration and background noise removal, the main challenge in the data analysis is the integration procedure of the spectral emissions to yield altitude brightness profiles directly comparable with the outputs of the model. The calibrated spectral signal is expressed in Rayleigh nm^{-1} versus wavelength. Two methods have been used. The first one is the direct integration of the measured signal which has been used as a standard procedure so far (see Leblanc et al., 2006a for the initial description or Shematovich et al., 2008 for later studies). The second method requires the determination of the PSF of the instrument. After convolution with a theoretical spectrum scaled to the measured signal, a procedure which yields a fit to the measured spectrum,

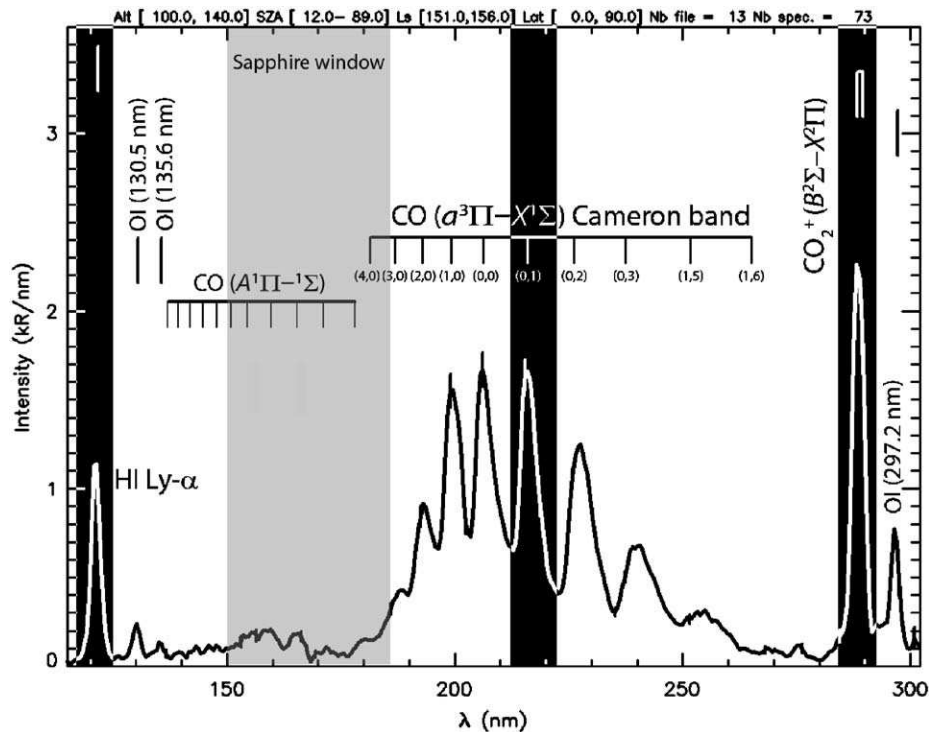


Fig. 6. Typical spectrum of the Martian dayglow in the northern hemisphere, as an average between 100 and 140 km altitude, and showing the main emission lines and bands. Three PSF have been chosen to account for the different wavelength regions spanned by SPICAM. The PSF are calculated by fitting sufficiently thin lines with a Voigt profile over 150 000 spectra. The HI Lyman- α line is chosen between 118 and 170 nm, the (0,1) Cameron band at 215.84 nm is used between 170 and 250 nm and the CO_2^+ ultraviolet doublet, seen by SPICAM as a single line, in the region 250–320 nm. The three lines used are highlighted in black. The SiO_2 window is situated above 170 nm but the optical path of the light traversing its edge creates a transition region in the response of the CCD down to 150 nm. The region where this edge characteristics is most significant is shown in grey.

an integration of the synthetic spectrum is performed. The first method is self-consistent as no extra assumptions are necessary. The PSF method has the advantage to be able to distinguish between overlapping emissions (this is, for example, the case in the wavelength range of the Cameron bands) and to deal with the physics of the emission. However, no instrumental measurement of the PSF for the wavelength range had been performed until now.

The present study determines a better estimate of the PSF of SPICAM along the entire wavelength range. As the response of the instrument changes with wavelengths (due, notably, to the presence of the MgF_2 and SiO_2 windows), the PSF of the instrument is wavelength-dependent. The location of the SiO_2 window above 185 nm can give a good indicator of this variation. Under 150 nm wavelength, there is no SiO_2 . Above 185 nm, SiO_2 is present in the design of the instrument. Between approximately 150 and 185 nm, the incoming light can pass through the edge of the SiO_2 window and be recorded by the CCD from different grating angles, making a transition region in terms of light sensitivity and CCD response. In the newer design of SPICAV onboard Venus Express, the SiO_2 window plate was removed (Bertaux et al., 2007). Three spectral windows have thus been chosen for analysis over the entire set of orbits to yield three different estimates of the PSF. These regions are shown in Fig. 6 on a typical dayglow limb spectrum recorded by SPICAM, all spectral bins included. The thinnest line in each region is assumed to be a good estimate of the PSF of the instrument at that particular wavelength. At each end of the measured spectrum, Ly- α HI (1216 Å), representative of the PSF between 118 and 170 nm, and CO_2^+ (2890 Å), between 250 and 320 nm, were chosen for being bright, individualised, thin lines. The SiO_2 window requires the determination of an adequate line in the range 170–250 nm: the

($v' = 0, v'' = 1$) band of the Cameron system at 215.84 nm has been selected as it is the brightest and thinnest feature in this range. More than 150 000 spectra have been analysed and fitted with a Voigt profile to yield the PSF over 91 Mars Express orbits representing useful aeronomic limb data between October 2004 and May 2006.

Fig. 7 shows the variation of the PSF calculated and averaged from the analysis of these 91 orbits. The resolution of the instrument changes over the range considered, from 2.4 nm (Ly- α), to 3.4 nm (Cameron CO) and 2.8 nm (CO_2^+). This increase, notably in the Cameron band range, has an instrumental and a physical meaning. While this increase is linked to the instrumental response curve in this wavelength range, it is also an indication that the Cameron bands can be very dependent on the state of the atmosphere (the broadening of the bands indicate higher rotational temperatures). The PSF in the three specific windows was then convolved with a scaled theoretical spectrum to fit the measured spectrum. For the Cameron bands, the results of each individual progressions within the band system are given by the study of Conway (1981), using the Franck–Condon factors derived by James (1971). Conway derived branching ratios for each Cameron band progression from a molecular theory spectrum fitted to 170 Mariner 9 limb spectra acquired in 1971. The rotational temperature of the Cameron bands was computed by his model to be very high, i.e., 1000 K. This estimate is the best available so far; in the future, the molecular spectra theory will need to be included in the data analysis of SPICAM to give a better estimate of the branching ratios for each Cameron progression. This procedure, which will take advantage of the extremely good statistics provided by SPICAM, will be explored in the future.

To estimate the uncertainties of the fits performed and their integration, and especially on the integrated intensity resulting

from the fit, we computed the mean differences between directly integrated measured spectral lines, following the method of Leblanc et al. (2006a, 2007), and integration of the synthetic spectral lines. A distribution of the differences for the Cameron band shows an average difference of $20\% \pm 5\%$ for the entire set of orbits chosen, which gives an estimate of the precision on the integrated intensities from the synthetic spectrum. As a consequence, the results from the synthetic spectrum are on average 20% lower than the previously integrated intensities (Leblanc et al., 2006a). When the absolute differences are larger than 25% for the CO_2^+ ultraviolet doublet, OI (2972 Å) and the Cameron bands, the spectra exhibit either solar contamination features or an S/N ratio close to unity: these data have been excluded from further analysis. The uncertainties of the synthetic spectra are equal to uncertainties of the signal measured by SPICAM. These statistical uncertainties are less than 1% of the signal, to which must be added the uncertainty of the effective area determined by star calibration (Bertaux et al., 2006; Leblanc et al., 2006a,b) taken as $\pm 15\%$. The present work shows that, in earlier studies, the resulting integrated intensities could be overestimated by as much as 25%.

As pointed out above, the main advantage of this method is to be able to analyse the spectra in a physical way, and to eventually subtract from the measured spectra the contribution of the main known emissions, in order to detect weak overlapping lines.

The confidence in the main altitude profiles of emission lines that is gained by use of this method is superior to that for which the measured spectra are integrated directly; however, a synthetic

spectrum based on a molecular theory model should be envisaged in the future to derive rotational temperatures and branching ratios adapted to Mars Express-SPICAM observing campaigns.

3.3. Data set presented here

Out of the original 91 orbits, 37 have been selected for analysis because they were affected minimally by stray sunlight. We chose to disregard all orbits showing obvious stray light contamination and an insufficient S/N ratio, following the approach of Leblanc et al. (2006a). These 37 orbits, representing in total 66 894 UV spectra for all five spectral bins of SPICAM, span dates between October 2004 and May 2006, i.e., from $L_S = 45^\circ$ to 310° . Orbits #947–1457 analysed in Leblanc et al. (2006a) have been included and analysed with the new method (24 orbits in total), to which we added 13 extra orbits #2022, 2029, 2137, 2151, 2166, 2231, 2259, 2260, 2304, 2329, 2342, 2966 and 2967. A precise listing of the main parameters of the orbits can be found in Leblanc et al. (2006a, 2007). During these orbits, limb dayglow measurements were performed by SPICAM. As explained in Leblanc et al. (2006a), the configuration necessary for a good statistical coverage of the dayglow is significantly limited because of spacecraft maneuvering.

We show in Fig. 8 the distribution of spectra with solar longitude, solar zenith angle and latitude of the MNP. Several groups can be identified from these plots. A good statistical coverage is achieved for three different latitudinal regions centred around $40^\circ\text{S} \pm 10^\circ$, $0^\circ \pm 20^\circ$ and $50^\circ\text{N} \pm 20^\circ$: approximately 15 000 spectra in total for the equatorial latitudes, more than 20 000 spectra for mid and high northern latitudes. Solar zenith angles χ are distributed homogeneously over the $0\text{--}90^\circ$ range: clusters centred around 15° , 35° , 45° and 65° contribute on average 15 000 spectra each. The peak number occurs around $45^\circ \pm 10^\circ$ where more than 30 000 spectra are recorded. Statistically, the entire range of solar longitudes is explored very poorly in comparison. Four main zones can be identified: $L_S = 47^\circ$ (northern spring), $L_S = 100^\circ$ (northern summer), $L_S = 125\text{--}175^\circ$ (northern summer), $L_S = 280\text{--}315^\circ$ (northern winter). The best results obtained for reliable emission profiles would be reached in these regions, where more than 2000 spectra in total were recorded. Incidentally, the regions with a common L_S usually share the same solar flux conditions. The $f_{10.7}$ value at Mars varied significantly over a Martian year, from $f_{10.7,\text{Mars}} = 32$ ($f_{10.7,\text{Earth}} = 75$) to $f_{10.7,\text{Mars}} = 60$ ($f_{10.7,\text{Earth}} = 135$). Below, the decimetric solar indexes are given for Mars (correction for distance and solar rotation). Groups of statistically significant orbits can be made according to this set of information, which are listed in Table 3.

Groups 1 and 2 represent similar solar activity conditions for the Martian northern summer (at the beginning and nearing to the end) but with a different latitudinal coverage (equator and middle to high latitudes). Group 3 covers the southern hemisphere

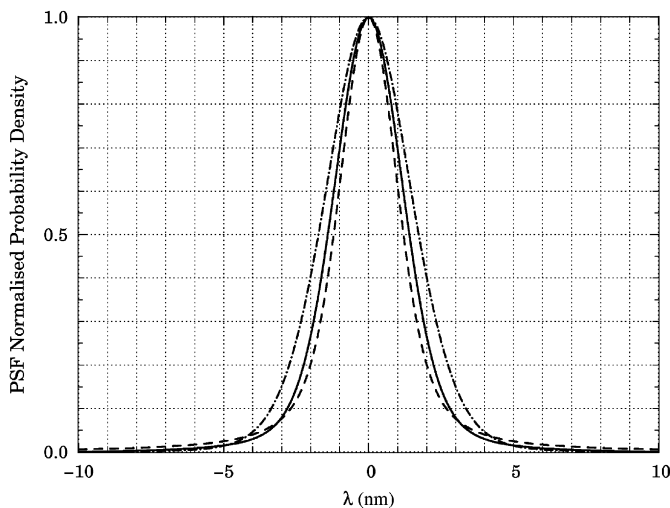


Fig. 7. Variation of the normalised point spread function (PSF) of SPICAM, determined by a statistical Voigt fit on HI Ly- α (dashed line), CO_2^+ (solid line) and the (0, 1) Cameron band of CO (dash dotted line). Their respective full width at half maximum (FWHM) is 2.4, 2.8 and 3.4 nm. A significant variation of the resolution of the instrument is seen.

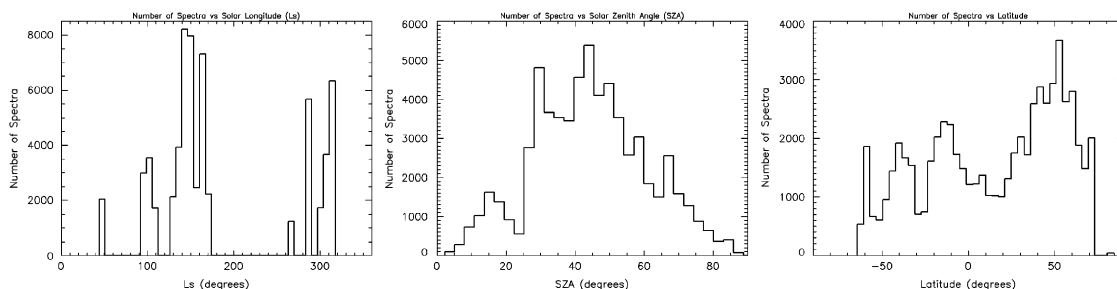


Fig. 8. Distribution with solar longitude, solar zenith angle and latitude of the 66 894 spectra considered for 37 Mars Express orbits. Bad statistical coverage in the data is clearly seen. Consequently, four main groups and one extra group of orbits with sufficient coverage can be identified (see text).

Table 3
Five groups of similar orbits, binned from the original selected orbits featuring dayglow limb data

Groups	Number of orbits	Orbits no.	# Spectra	$f_{10.7,\text{Mars}}$ ($f_{10.7,\text{Earth}}$)	L_S	Latitudes	χ	d_{S-M} (AU)
Group 1	7	947–983	11 484	33 (90)	103°	20°S–20°N	30°–50°	1.59
Group 2	8	1234–1285, 1349–1371	18 384	36 (88)	140°	40°N–70°N	50°–60°	1.54
Group 3	6	2231–2342	11 726	38 (80)	310°	60°S–40°S	15°–35°, 55°, 75°	1.45
Group 4	11	1036, 1039, 1298, 1321, 1413, 1414, 1426, 2022, 2137, 2151, 2166	22 664	~54 (125)	117°–167°, 267°–287°	60°S–40°S, 50°N–75°N	10°–30°, 50°–80°	1.55–1.62, 1.49, 1.40
Group 5	2	2966, 2967	2636	30 (77)	47.5°	26°S–12°N	47°–75°	1.61

Groups 1–3 undergo low solar activity conditions and can therefore be compared, while group 4 regroups all high solar activity orbits. Solar fluxes measured at Earth and corrected for Sun–Earth–Mars angle are indicated in parentheses.

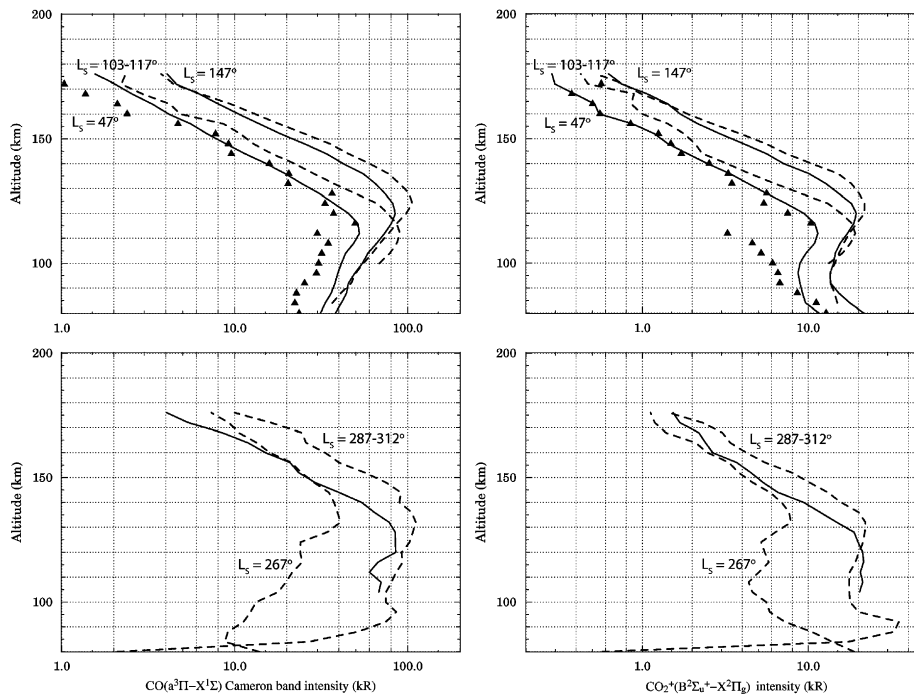


Fig. 9. Variation with solar longitude of the altitude intensity profiles of the Cameron bands (left) and of the CO_2^+ ultraviolet doublet (right). Average L_S , χ and latitudinal ranges have been chosen to get the best statistical record. For consecutive averaged L_S values ranging between 47° and 312°, χ values range between 25° and 65° and latitudes between 25°S and 20°N. For each emission, the top panel shows SPICAM integrated profiles for $L_S = 47^\circ$ (black triangles, low activity), 103–117° (solid and dashed line, corresponding to lower and higher solar activity) and 147° (solid and dashed line, corresponding to lower and higher solar activity). The bottom panel shows results for $L_S = 267^\circ$ and 287–312°, where low solar activity data are plotted in solid, and higher activity in dash. Instrumental statistical uncertainties are less than 15% in all cases and are not shown in these plots.

where it was summer with a slightly higher solar activity. The solar fluxes recorded at this time were close to the Viking conditions, so that groups 1, 2 and 3 can be directly compared. Group 5, consisting of two orbits for Mars' northern spring, can be usefully added to this analysis, but the coverage in this season is poorer (only 2636 spectra). Finally, group 4, including the rest of the orbits, is characterised by a higher solar activity ($f_{10.7,\text{Mars}} \sim 54$) during the Martian northern summer ($L_S \sim 150^\circ$), a set of parameters closer to Mariner 6 conditions.

4. Comparison and interpretation

4.1. Seasonal and local variations

In Fig. 9, we plotted the altitude intensity profiles recorded by SPICAM of the Cameron bands (left, up and bottom panels) and

the CO_2^+ ultraviolet doublet at 289.0nm (right, top and bottom panels), for different solar longitudes: $L_S = 47^\circ$ (black triangles), 103–117°, 147°, 267°, 287° and 312°. Higher solar activity ($f_{10.7,\text{Mars}} \geq 54$, $f_{10.7,\text{Earth}} \geq 120$) are represented by dashed lines while lower activity results are represented by solid lines. For each curve, χ values are chosen in the $45^\circ \pm 20^\circ$ range and latitudes span between 25°S and 20°N. Uncertainties of the profiles remain less than 1% throughout the entire altitude range and are not shown here. $L_S = 47^\circ$ results are shown for information; they come from group 5 consisting of only two orbits, so that the statistics are poorer, which explains the dispersion of the results around the peak (the solar zenith angles are varying from $\chi = 47^\circ$ – 65°). In the case of comparable low solar activities, we observe for Cameron and for the CO_2^+ ultraviolet doublet emissions a steady increase in the intensity from $L_S = 103^\circ$ (50 kR for Cameron, 12 kR for CO_2^+ at the peak) to $L_S = 147^\circ$ (84 kR for Cameron, 19 kR for CO_2^+ at the peak). For high solar activities, the

northern autumn to winter from $L_S = 267^\circ$ to 312° exhibit an increase in intensities from 40 to 110 kR (Cameron) and from 75 to 210 kR (CO_2^+) at the peaks around 130 km altitude.

Fig. 9 shows also the intensity increase linked to the solar activity varying between $f_{10.7,\text{Mars}} \sim 35$ (solid lines) and $f_{10.7,\text{Mars}} \sim 54$ (corresponding dashed lines). An average increase by a factor 1.5 in the summer and a factor 2 during the winter is observed, an increase which is consistent with our model calculations applied to Viking (low activity, $L_S \sim 100^\circ$) and Mariner (high activity, $L_S \sim 200^\circ$) conditions. For both the Cameron bands and the CO_2^+ UV doublet, the altitude emission peak drifts to higher altitudes with increasing L_S during the spring–summer period, from 115 to 125 km, a tendency which is observed both in low and high solar activity conditions and which was previously presented in Shematovich et al. (2008). The lower panels, showing the results around Mars’ perihelion, exhibit a somewhat less smooth shape, especially for the higher fluxes values (dashed lines). This difference is partly linked to a relatively lower S/N ratio for the orbits considered (#2022–2166) and to different physical conditions encountered when recording the spectra (thermosphere variations, solar contamination more pronounced at altitudes below 100 km).

Following Krasnopolsky (2006) and his study of the O_2 dayglow at $1.27 \mu\text{m}$, we plotted in Fig. 10 the variation with solar longitude of the intensity, here at an altitude of 120 km, for latitudes ranging between 40°S and 40°N and solar zenith angles between 10° and 60° . Three emissions are shown: the Cameron bands (black circles), CO_2^+ ($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Pi_g$) (empty circles) and OI (2972 Å) (triangles). Solar activity levels range from low ($L_S = 47^\circ, 103^\circ, 140^\circ$ and 312°) to high ($L_S = 117^\circ, 147^\circ, 167^\circ, 267^\circ, 287^\circ$ and 312°) and are not discriminated here (see Table 3). A best polynomial fit (solid lines) to the data points, only performed to help read tendencies in the curves, shows a beginning of a trend with maxima encountered at $L_S \sim 140^\circ$ (summer) and $L_S \sim 290^\circ$ and a local minimum at $L_S \sim 40^\circ$. The dashed lines represent the part of the fit which suffers from the poor L_S coverage and is therefore

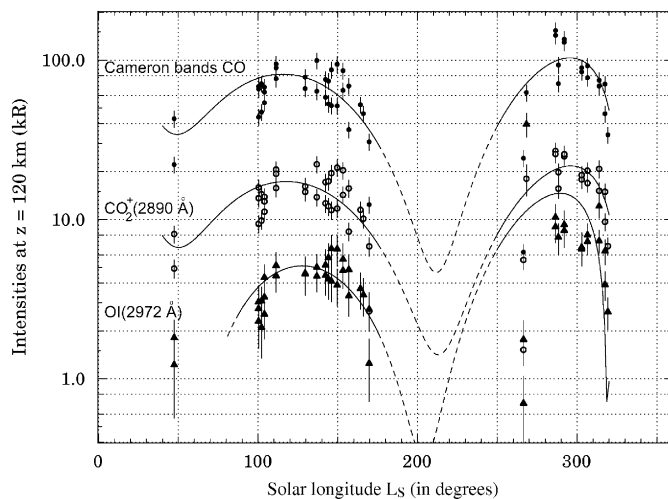


Fig. 10. Variation with solar longitude of the intensities of the Cameron bands (black circles), the CO_2^+ ultraviolet doublet (empty circles) and the OI line at 297.2 nm (triangles) as recorded at 120 km altitude by SPICAM throughout a Martian year of limb observations around the equator ($\pm 40^\circ$). Solar zenith angles are chosen below 60° . All solar activity levels are shown without discrimination. Error bars are also shown for each data set. We superimposed to the data a polynomial fit (solid and dashed lines) showing a beginning of a trend that has to be confirmed by a better statistical coverage. The dashed lines are not physical as no data are present. The same trends for each emission line is observed with peaks around $L_S = 140^\circ$ and 290° .

not meaningful. A similar behaviour is observed for all three emissions; however, intensity peaks are shifted by 50° with respect to the expected summer–winter solstices symmetry (see for instance for this expected symmetry: Krasnopolsky, 2006; Shematovich et al., 2008 or Forbes et al., 2008). We do not yet explain this behaviour; it may be linked to an unexpected dust storm event on Mars as explained recently in Forget et al. (2007, 2008) for a similar data set for SPICAM stellar occultation measurements. Forget et al. (2008) studied the seasonal variations of the neutral atmosphere (density and temperature) between 60 and 130 km altitude over an entire Martian year by SPICAM and compared their results to the LMD General Circulation Model (GCM) extended to the thermosphere. The density measurements they show exhibit a significant increase at $L_S = 130\text{--}140^\circ$. This result is corroborated by the spectrometry observations of dust opacities by Smith et al. (2006) using Mini-TES on the Mars Exploration Rovers Spirit and Opportunity. The seasonal data exhibit a very time-localised increase in dust optical depths and could explain the sudden increase in the thermospheric density reported by Forget et al. (2008). These trends need be confirmed by dedicated dayglow limb measurements in the 0–40 and 180–250 L_S ranges and by comparisons with general circulation models. Forget et al. (2008) pointed out the large discrepancies between GCMs and SPICAM data set and recommended improvements both on radiative transfer models and on spectroscopy data.

As pointed out above, solar activity levels are responsible for intensity variations of up to 50%. According to the simulations of Shematovich et al. (2008), seasonal effects can account for 15–20% variations in the intensity of the Cameron and CO_2^+ ultraviolet doublet emissions. If we take into account the solar activity variation, SPICAM limb dayglow profiles show a similar variation with solar longitude.

4.2. Comparison with the model

Orbits close to Viking 1 conditions ($L_S \sim 100\text{--}140^\circ$, low solar activity, $\chi \sim 45^\circ$, equatorial latitudes), covered by groups 1 and 2, were chosen for comparisons with the model *Trans-Mars*. We computed the emissions profiles of Cameron ($a^3\Pi - X^1\Sigma$), CO_2^+ ($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Pi_g$) and $\text{O}(^1S - ^3P)$ at 297.2 nm, expressed in kR, by using a reference neutral atmosphere in the conditions of Viking 1. The comparisons are presented in Fig. 11. Error bars on SPICAM data are displayed when they are visible (notably for the oxygen emission). Several conclusions can be inferred from these comparisons. The first calculations from the model (solid line in Fig. 11) overestimate the profiles recorded by SPICAM. The main altitude peaks differ significantly and vary from 132 km (model) to 122 km altitude (SPICAM) for all three emissions. This is an indication that the neutral atmosphere is too dense on average in our model, and that the Viking atmosphere chosen as a reference is not adequate for SPICAM observations. The effect of the overestimate of the CO_2 densities is clearly shown in Fig. 11 by the different calculations (dash-dotted line).

On the left panel of Fig. 11 for the Cameron bands, the dash-dotted line show the influence of the neutral atmosphere. We have here divided the CO_2 densities by a factor 3 (the other species remaining unchanged), a variation reasonably supported by previous measurements and simulations (Creasey et al., 2006; Forbes et al., 2008). Forget et al. (2007, 2008) report density variations up to a factor 20 at 120 km altitude for SPICAM orbits similar to those chosen in the present study. When applying this factor 3 correction, the peak remains similar in intensity (around 100 kR) but is shifted 10 km lower in altitude, at around 120 km, matching the peak altitude recorded by SPICAM. A second

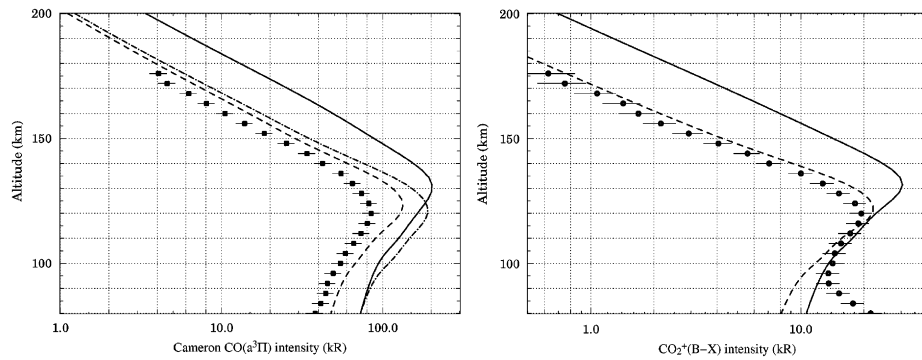


Fig. 11. Comparison between the slant intensity profiles computed by *Trans-Mars* (solid and dashed lines) and the data (points) recorded by SPICAM for $L_S \sim 100\text{--}140^\circ$ and a low solar activity. The units are in Rayleigh along the line of sight. Error bars are displayed and are less than 15%. *Left panel:* Cameron bands intensity. The solid line represents the result of the model run for Viking conditions. The dash-dotted line is obtained when CO_2 densities are divided by 3. The dashed line combines the CO_2 density effect with electron impact cross sections on CO_2 that have been divided by 2. *Right panel:* CO_2^+ ultraviolet doublet intensity. The solid line represents the result of the model run for Viking conditions. The dashed line combines CO_2 neutral densities divided by 3 with photoionisation cross sections on CO_2 reduced by 25%.

improvement on the model can be performed when we take into account the uncertainty of the emission cross section of the Cameron bands. Avakyan et al. (1998) points out that the electron impact cross sections for $\text{CO}(a^3\Pi)$ are known to a factor two at best. Consequently, the dashed line in the left panel, which combines the density decrease with a reduction by a factor of 2 of the cross section, is in a much better agreement than previously. The shape and the peak altitude are well reproduced; however, the model overestimates by 25% on average SPICAM profiles, a discrepancy which can be attributed to geometrical factors (the assumption of a fixed neutral atmosphere along the line of sight can only give an estimate) and the inherent limitation of our one-dimensional approach.

For the CO_2^+ ultraviolet doublet, a similar step-by-step approach is adopted. Intensities recorded and computed are typically around 25 kR at the peak. Dividing by 3 the CO_2 density solves the altitude issue for the peak: the same 10-km shift than that observed for the Cameron bands is observed. Photoionisation cross sections for the production of the $B^2\Sigma_u^+$ state of CO_2^+ are known within 25% at best (Avakyan et al., 1998); this lower value was adopted here, which, when combined with the density drop, yields the dashed line in the right panel of Fig. 11. In the altitude range 105–180 km, a very good agreement is observed between the model and the data (differences remain below 15%). At altitudes lower than 100 km, the model predictions deviate from SPICAM data, which exhibit a brightening of the emission: solar contamination can be particularly important so that we can obtain unreliable spectral profiles at these altitudes and wavelengths greater than 280 nm. Subtracting the solar spectrum should be envisaged in the future below 100 km to get reliable spectral line profiles.

Comparisons between $\text{OI}(2972\text{ \AA})(^1S-^3P)$ intensities recorded by SPICAM and the model have been also performed, revealing an overall similar behaviour but very different intensities (factor 2 at least). Intensities given by SPICAM (not shown) are around 5 kR but strongly vary in altitude: two peaks are observed, one around 80 km, the other higher up at 125 km. They are mainly produced by the photodissociation of CO_2 by the EUV continuum (higher peak) and by Lyman- α (lower peak). However, as neither ions densities nor electron temperatures are computed by the current model, the dissociative recombination of O_2^+ ions creating the $\text{O}(^1S)$ state, one of the main excitation processes at 110 km (Witasse, 2000), is not properly taken into account. To be able to compare with SPICAM $\text{OI}(2972\text{ \AA})$ records, this piece of information is crucial. The coupling of the kinetic part of *Trans-Mars* with a fluid transport approach is already scheduled and would solve this issue.

5. Conclusions

We presented here the first comparisons between SPICAM dayglow limb profiles and a transport kinetic model called *Trans-Mars* for three prominent emission of the Martian dayglow. We used a new way to analyse the data by determining, unlike previous studies, three different point spread functions (PSF) of the instrument throughout the entire spectral range. For this purpose, several prominent lines were chosen in the spectrum to fit an ideal PSF: Lyman- α , the ($v' = 0, v'' = 1$) band of the Cameron system, and CO_2^+ at 289.0 nm. The study of 91 orbits yields a PSF for which the full width at half maximum varies from 2.4 nm at a wavelength of 120 nm, 3.4 nm around 200 nm and 2.8 nm around 290 nm. This variation is a measure of the resolution of the instrument. After convolution with a theoretical spectrum (Conway, 1981), the integration of the synthetic spectrum allows the comparison of intensity profiles of the Cameron CO bands, the CO_2^+ ultraviolet doublet at 289.0 nm, and the emissions of oxygen at 297.2 nm.

A seasonal analysis of these emissions is presented for 66 894 spectra. For all three emissions, two intensity maxima, one at $L_S = 140^\circ$ and the other at $L_S = 290^\circ$, are observed in the data for equatorial latitudes, which will require further modelling to explain. An unexpected dust storm on a near-planetary scale was observed at $L_S = 140^\circ$ (Smith et al., 2006) and is responsible for a sharp density increase in the atmosphere (Forget et al., 2008). We highlight here the need of a better data coverage in the L_S ranges $0\text{--}40^\circ$ and $180\text{--}250^\circ$.

A first comparison between the recently updated kinetic transport model *Trans-Mars* applied to Viking 1 conditions and SPICAM integrated emission profiles for a corresponding set of geophysical (Sun-Mars distance, $f_{10.7}$, solar zenith angle) conditions is provided. It shows the differences between the conditions encountered by SPICAM and Viking 1, notably concerning the neutral atmosphere, which had to be reduced by a factor 3 to get the agreement on the peak altitude of the emissions. If we take into account the uncertainties for the cross sections used in the model, a better agreement is found, both in shape and overall intensity; however, the model overestimates SPICAM data by 25% on average for Cameron, and 15% for CO_2^+ . Mars' neutral atmosphere in the Mars Express timeframe, and CO_2 densities in particular, can change up to a factor 3 with respect to the atmosphere recorded by Viking 1 for low activity conditions.

Concerning the model, future work on these inputs is then necessary to achieve a better understanding of the emission processes. First, cross sections for electron impact on CO_2 producing $\text{CO}(a^3\Pi)$ need to be measured precisely in laboratory.

The neutral atmosphere is also a critical input parameter to be improved in the model, and coupling with a GCM model of the Martian atmosphere is envisaged in the long term. A future direction is also the eventual coupling with a fluid transport approach solving the moments of Boltzmann's equation and yielding ion densities and temperatures, so that dissociative recombination can be accurately taken into account. Finally, the implementation of the molecular theory is envisaged to create a synthetic spectrum of the Cameron band system, giving important information on its rotational structure, to be analysed in light of SPICAM large statistical records.

Concerning the data analysis, future studies will be carried on a number of topics, including subtraction of the contribution of the Cameron bands to obtain underlying non-discovered lines, or the extension of these comparisons to the nightside of Mars using in combination fluxes from ASPERA-3, SPICAM integrated altitude line profiles and the TEC and electron altitude profiles measured by MARSIS (Gurnett et al., 2005, 2008) onboard Mars Express (see for instance Leblanc et al., 2008).

Acknowledgements

The authors wish to thank Prof. T. Slanger (SRI International, California, USA) for his advice and his support in the building of this work. We are indebted to the SPICAM team at Service d'Aéronomie (SA, Verrières, CNRS, France), especially J.-Y. Chaufray and E. Quémerais, and to M. Barthélemy in Laboratoire de Planétologie de Grenoble (CNRS, France). We would like also to thank our referees who have contributed to make this manuscript clearer. C.S. wishes to thank M. Wedlund (SA) for advice and her careful re-reading of the original manuscript.

References

- Ajello, J., 1971a. Emission cross section of CO by electron impact in the interval 1260–5000 Å. *J. Chem. Phys.* 55, 3169.
- Ajello, J., 1971b. Emission cross section of CO₂ by electron impact in the interval 1260–4500 Å. *J. Chem. Phys.* 55, 3158.
- Avakyan, S.V., et al. (Eds.), 1998. Collision Processes and Excitation of UV Emission from Planetary Atmospheric Gases: A Handbook of Cross Sections.
- Baluja, K.L., Zeippen, C.J., 1988. M1 and E2 transition probabilities for states within the 2p4 configuration of the OI isoelectronic sequence. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 21, 1455–1471.
- Barth, C.A., Hord, C.W., Pearce, J.B., Kelly, K.K., Anderson, G.P., Stewart, A.I., 1971. Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: upper atmosphere data. *J. Geophys. Res.* 76, 2213–2227.
- Barth, C.A., Stewart, A.I., Hord, C.W., Lane, A.L., 1972. Mars airglow spectroscopy and variations in Lyman alpha (A 3.4). *Icarus* 17, 457.
- Beegle, L.W., Ajello, J.M., James, G.K., Dziczek, D., Alvarez, M., 1999. High resolution emission spectroscopy of the A¹Π – X¹Σ⁺ fourth positive band system of CO excited by electron impact. *Astron. Astrophys.* 347, 375–390.
- Bertaux, J.-L., Leblanc, F., Witasse, O., Quémérais, E., Lilensten, J., Stern, S.A., Sandel, B., Korabiev, O., 2005. Discovery of an aurora on Mars. *Nature* 435, 790–794.
- Bertaux, J.-L., Korabiev, O., Perrier, S., Quémérais, E., Montmessin, F., Leblanc, F., Lebonnois, S., Rannou, P., Lefèvre, F., Forget, F., Fedorova, A., Dimarellis, E., Reberac, A., Fonteyn, D., Chaufray, J.Y., Guibert, S., 2006. SPICAM on Mars Express: observing modes and overview of UV spectrometer data and scientific results. *J. Geophys. Res. (Planets)* 111 (E10), 10.
- Bertaux, J.-L., Nevejans, D., Korabiev, O., Villard, E., Quémérais, E., Neefs, E., Montmessin, F., Leblanc, F., Dubois, J.P., Dimarellis, E., Hauchecorne, A., Lefèvre, F., Rannou, P., Chaufray, J.Y., Cabane, M., Cernogora, G., Souchon, G., Semelin, F., Reberac, A., van Ransbeek, E., Berkenbosch, S., Clairquin, R., Muller, C., Forget, F., Hourdin, F., Talagrand, O., Rodin, A., Fedorova, A., Stepanov, A., Vinogradov, I., Kiselev, A., Kalinnikov, Y., Durry, G., Sandel, B., Stern, A., Gérard, J.C., 2007. SPICAV on Venus Express: three spectrometers to study the global structure and composition of the Venus atmosphere. *Planet. Space Sci.* 55, 1673–1700.
- Blelly, P.-L., Lilensten, J., Robineau, A., Fontanari, J., Alcaydé, D., 1997. Calibration of a numerical ionospheric model with EISCAT observations. *Ann. Geophys.* 14, 1375–1390.
- Blelly, P.-L., Lathuillière, C., Emery, B., Lilensten, J., Fontanari, J., Alcaydé, D., 2005. An extended TRANSCAR model including ionospheric convection: simulation of EISCAT observations using inputs from AMIE. *Ann. Geophys.* 23, 419–431.
- Bougher, S.W., Dickinson, R.E., Roble, R.G., Ridley, E.C., 1988. Mars thermospheric general circulation model—calculations for the arrival of PHOBOS at Mars. *Geophys. Res. Lett.* 15, 514–511.
- Bougher, S.W., Roble, R.G., Ridley, E.C., Dickinson, R.E., 1990. The Mars thermosphere. II—general circulation with coupled dynamics and composition. *J. Geophys. Res.* 95, 14811–14827.
- Bougher, S.W., Engel, S., Roble, R.G., Foster, B., 1999. Comparative terrestrial planet thermospheres 2. Solar cycle variation of global structure and winds at equinox. *J. Geophys. Res.* 104, 16591–16611.
- Bougher, S.W., Engel, S., Roble, R.G., Foster, B., 2000. Comparative terrestrial planet thermospheres 3. Solar cycle variation of global structure and winds at solstices. *J. Geophys. Res.* 105, 17669–17692.
- Bougher, S.W., Engel, S., Hinson, D.P., Forbes, J.M., 2001. Mars Global Surveyor Radio Science electron density profiles: neutral atmosphere implications. *Geophys. Res. Lett.* 28, 3091–3094.
- Bougher, S.W., Engel, S., Hinson, D.P., Murphy, J.R., 2004. MGS Radio Science electron density profiles: interannual variability and implications for the Martian neutral atmosphere. *J. Geophys. Res. (Planets)* 109 (E18), 3010.
- Bougher, S.W., Bell, J.M., Murphy, J.R., Lopez-Valverde, M.A., Withers, P.G., 2006. Polar warming in the Mars thermosphere: seasonal variations owing to changing insolation and dust distributions. *Geophys. Res. Lett.* 33, 2203.
- Capetanakis, F.P., Sondermann, F., Hoerer, S., Stuhl, F., 1993. Temperature dependence of the quenching of O(1S) by simple inorganic molecules. *J. Chem. Phys.* 98, 7883–7887.
- Chaufray, J.Y., Leblanc, F., Quémérais, E., Bertaux, J.-L., 2008a. Martian oxygen density at the exobase deduced from OI 130.4 nm observations by SPICAM on Mars Express. *J. Geophys. Res.*, in press, doi:10.1029/2008JE003130.
- Chaufray, J.Y., Bertaux, J.-L., Leblanc, F., Quémérais, E., 2008b. Observation of the hydrogen corona with SPICAM on Mars Express. *Icarus* 195 (2), 598–613.
- Conway, R.R., 1981. Spectroscopy of the Cameron bands in the Mars airglow. *J. Geophys. Res.* 86, 4767–4775.
- Cravens, T.E., 1992. Ionospheric models for Venus and Mars. In: Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series, vol. 66, pp. 277–288.
- Creasey, J.E., Forbes, J.M., Keating, G.M., 2006. Density variability at scales typical of gravity waves observed in Mars' thermosphere by the MGS accelerometer. *Geophys. Res. Lett.* 33, 22814.
- Dalgarno, A., Lejeune, G., 1971. The absorption of electrons in atomic oxygen. *Planet. Space Sci.* 19, 1653–1667.
- Diloy, P.-Y., Robineau, A., Lilensten, J., Blelly, P.-L., Fontanari, J., 1996. A numerical model of the ionosphere, including the E-region above EISCAT. *Ann. Geophys.* 14, 191–200.
- Erdman, P.W., Zipf, E.C., 1983. Electron-impact excitation of the Cameron system (a³Π – X¹Σ) of CO. *Planet. Space Sci.* 31, 317–321.
- Feldman, P.D., Burgh, E.B., Durrance, S.T., Davidsen, A.F., 2000. Far-ultraviolet spectroscopy of Venus and Mars at 4 Å resolution with the Hopkins ultraviolet telescope on Astro-2. *Astrophys. J.* 538, 395–400.
- Forbes, J.M., Lemoine, F.G., Bruinsma, S.L., Smith, M.D., Zhang, X., 2008. Solar flux variability of Mars' exosphere densities and temperatures. *Geophys. Res. Lett.* 35, 1201.
- Forget, F., Lebonnois, S., Angelats I Coll, M., Quémérais, E., Bertaux, J.-L., Montmessin, F., Dimarellis, E., Reberac, A., Lopez Valverde, M., Gonzalez Galindo, F., 2007. Mars atmosphere density and temperature between 50 and 130 km observed by Mars Express SPICAM stellar occultation. *LPI Contrib.* 1353, 3029.
- Forget, F., Gonzalez-Galindo, F., Lebonnois, S., Bertaux, J.-L., Montmessin, F., Quémérais, E., Réberac, A., Dimarellis, E., Valverde, M.A.L., 2008. The density and temperatures of the upper martian atmosphere measured by stellar occultations with Mars Express SPICAM. *J. Geophys. Res.*, in press, doi:10.1029/2008JE003086.
- Fox, J.L., 1986. Models for aurora and airglow emissions from other planetary atmospheres. *Can. J. Phys.* 64, 1631–1656.
- Fox, J.L., 1991. Cross sections and reaction rates of relevance to aeronomy. *Rev. Geophys.* 29, 1110–1131.
- Fox, J.L., 2004a. Advances in the aeronomy of Venus and Mars. *Adv. Space Res.* 33, 132–139.
- Fox, J.L., 2004b. Response of the Martian thermosphere/ionosphere to enhanced fluxes of solar soft X rays. *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* 109 (A18), 11310.
- Fox, J.L., Dalgarno, A., 1979a. Electron energy deposition in carbon dioxide. *Planet. Space Sci.* 27, 491–502.
- Fox, J.L., Dalgarno, A., 1979b. Ionization, luminosity, and heating of the upper atmosphere of Mars. *J. Geophys. Res.* 84, 7315–7333.
- Fox, J.L., Sung, K.Y., 2001. Solar activity variations of the venus thermosphere/ionosphere. *J. Geophys. Res.* 106, 21305–21336.
- Fox, J.L., Yeager, K.E., 2006. Morphology of the near-terminator Martian ionosphere: a comparison of models and data. *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* 111 (A10), 10309.
- Frahm, R.A., Winningham, J.D., Sharber, J.R., Scherrer, J.R., Jeffers, S.J., Coates, A.J., Linder, D.R., Kataria, D.O., Lundin, R., Barabash, S., Holmström, M., Andersson, H., Yamauchi, M., Grigoriev, A., Kallio, E., Säles, T., Riihelä, P., Schmidt, W., Koskinen, H., Kozyra, J.U., Luhmann, J.G., Roelof, E.C., Williams, D.J., Livi, S., Curtis, C.C., Hsieh, K.C., Sandel, B.R., Grande, M., Carter, M., Sauvaud, J.-A., Fedorov, A., Thocaven, J.-J., McKenna-Lawler, S., Orsini, S., Cerulli-Irelli, R., Maggi, M., Wurz, P., Bochsler, P., Krupp, N., Woch, J., Fränz, M., Asamura, K., Dierker, C., 2006. Carbon dioxide photoelectron energy peaks at Mars. *Icarus* 182, 371–382.

- Freund, R.S., 1971. Dissociation of CO₂ by electron impact with the formation of metastable CO(*a*³Π) and O(³S). *J. Chem. Phys.* 55, 3569–3577.
- Furlong, J.M., Newell, W.R., 1996. Total cross section measurement for the metastable *a*³Π state in CO. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 29, 331–338.
- Galand, M., Lilensten, J., Toubanc, D., Maurice, S., 1999. The ionosphere of Titan: ideal diurnal and nocturnal cases. *Icarus* 140, 92–105.
- Gentieu, E., Mentall, J., 1972. Cross sections for production of the CO(*A*¹Π – X¹Σ) fourth positive band system and O(³S) by photodissociation of CO₂. *J. Chem. Phys.* 58, 4803.
- Gronoff, G., Lilensten, J., Simon, C., Witasse, O., Thissen, R., Dutuit, O., Alcaraz, C., 2007. Modelling dications in the diurnal ionosphere of Venus. *Astron. Astrophys.* 465, 641–645.
- Gronoff, G., Lilensten, J., Simon, C., Barthélemy, M., Leblanc, F., Dutuit, O., 2008. Modelling the Venesian airglow. *Astron. Astrophys.* 482, 1015–1029.
- Gurnett, D.A., Kirchner, D.L., Huff, R.L., Morgan, D.D., Persoon, A.M., Averkamp, T.F., Duru, F., Nielsen, E., Safaenili, A., Plaut, J.J., Picardi, G., 2005. Radar soundings of the ionosphere of Mars. *Science* 310, 1929–1933.
- Gurnett, D.A., Huff, R.L., Morgan, D.D., Persoon, A.M., Averkamp, T.F., Kirchner, D.L., Duru, F., Akalin, F., Kopf, A.J., Nielsen, E., Safaenili, A., Plaut, J.J., Picardi, G., 2008. An overview of radar soundings of the martian ionosphere from the Mars Express spacecraft. *Adv. Space Res.* 41, 1335–1346.
- Haider, S.A., Seth, S.P., Kallio, E., Oyama, K.I., 2002. Solar EUV and electron–proton–hydrogen atom–produced ionosphere on Mars: comparative studies of particle fluxes and ion production rates due to different processes. *Icarus* 159, 18–30.
- Haider, S.A., Seth, S.P., Choksi, V.R., Oyama, K.I., 2006. Model of photoelectron impact ionization within the high latitude ionosphere at Mars: comparison of calculated and measured electron density. *Icarus* 185, 102–112.
- Hanson, W.B., Sanatani, S., Zuccaro, D.R., 1977. The Martian ionosphere as observed by the Viking retarding potential analyzers. *J. Geophys. Res.* 82, 4351–4363.
- Hitchcock, A.P., Brion, C.E., van der Wiel, M.J., Seiff, A., 1980. Absolute oscillator strengths for valence-shell ionic photofragmentations of N₂O and CO₂ (8–75 eV). *Chem. Phys.* 45, 461–478.
- Huestis, D.L., Slinger, T.G., 2006. Cross sections and yields of O(¹S) and O(¹D) in photodissociation of H₂O and CO₂. In: AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, p. 62.20.
- Itikawa, Y., 2002. Cross sections for electron collisions with carbon dioxide. *J. Phys. Chem. Ref. Data* 31, 749.
- James, T., 1971. Transition moments, Franck–Condon factors, and lifetimes of forbidden transitions. Calculation of the intensity of the Cameron system of CO. *J. Chem. Phys.* 55, 4118.
- Kella, D., Vejby-Christensen, L., Johnson, P., Pedersen, H., Andersen, L., 1997. The source of green light emission determined from a heavy-ion storage ring experiment. *Science* 276, 1530–1533.
- Kerzhanovich, V.V., 1977. Mars 6—improved analysis of the descent module measurements. *Icarus* 30, 1–25.
- Krasnopolsky, V.A., 2006. Photochemistry of the martian atmosphere: seasonal, latitudinal, and diurnal variations. *Icarus* 185, 153–170.
- Lawrence, G., 1972a. Photodissociation of CO₂ to produce CO(*a*³Π). *J. Chem. Phys.* 56, 3435.
- Lawrence, G., 1972b. Production of O(¹S) from photodissociation of CO₂. *J. Chem. Phys.* 57, 5616–5617.
- Leach, S., Stannard, P.R., Gelbart, W.M., 1978. Interelectronic-state perturbation effects on photoelectron spectra and emission quantum yields. *Mol. Phys.* 36, 1119–1132.
- Leblanc, F., Chaufray, J.Y., Lilensten, J., Witasse, O., Bertaux, J.-L., 2006a. Martian dayglow as seen by the SPICAM UV spectrograph on Mars Express. *J. Geophys. Res. (Planets)* 111 (E10), 9.
- Leblanc, F., Witasse, O., Winningham, J., Brain, D., Lilensten, J., Blelly, P.-L., Frahm, R.A., Halekas, J.S., Bertaux, J.L., 2006b. Origins of the Martian aurora observed by Spectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Mars (SPICAM) on board Mars Express. *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* 111 (A10), 9313.
- Leblanc, F., Chaufray, J.Y., Bertaux, J.L., 2007. On Martian nitrogen dayglow emission observed by SPICAM UV spectrograph/Mars Express. *Geophys. Res. Lett.* 34, 2206.
- Leblanc, F., Witasse, O., Lilensten, J., Frahm, R.A., Safaenili, A., Brain, D.A., Mougnot, J., Nilsson, H., Futaana, Y., Halekas, J., Holmström, M., Bertaux, J.-L., Winningham, J.D., Kofman, W., Lundin, R., 2008. Observations of aurorae by SPICAM ultraviolet spectrograph on board Mars Express: Simultaneous ASPERA-3 and MARSIS measurements. *J. Geophys. Res.*, 113, A08311, doi:10.1029/2008JA013033.
- LeClair, L.R., McConkey, J.W., 1994. On O(¹S) and CO(*a*³Π) production from electron impact dissociation of CO₂. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* 27, 4039–4055.
- Liemohn, M.W., Frahm, R.A., Winningham, J.D., Ma, Y., Barabash, S., Lundin, R., Kozyra, J.U., Nagy, A.F., Bougher, S.M., Bell, J., Brain, D., Mitchell, D., Luhmann, J., Holmström, M., Andersson, H., Yamauchi, M., Grigoriev, A., McKenna-Lawler, S., Sharber, J.R., Scherrer, J.R., Jeffers, S.J., Coates, A.J., Linder, D.R., Katariya, D.O., Kallio, E., Koskinen, H., Sälés, T., Riihelä, P., Schmidt, W., Roelof, E., Williams, D., Livi, S., Curtis, C.C., Hsieh, K.C., Sandel, B.R., Grande, M., Carter, M., Sauvaud, J.-A., Fedorov, A., Thocaven, J.-J., Orsini, S., Cerulli-Irelli, R., Maggi, M., Wurz, P., Bochsler, P., Krupp, N., Woch, J., Fränz, M., Asamura, K., Dierker, C., 2006. Numerical interpretation of high-altitude photoelectron observations. *Icarus* 182, 383–395.
- Lilensten, J., Blelly, P.L., 2002. The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere. *J. Atmos. Solar-Terrestrial Phys.* 64, 775–793.
- Lilensten, J., Blelly, P.L., Kofman, W., Alcaydé, D., 1996. Auroral ionospheric conductivities: a comparison between experiment and modeling, and theoretical *f*_{10.7}-dependent model for EISCAT and ESR. *Ann. Geophys.* 14, 1297–1304.
- Lilensten, J., Simon, C., Witasse, O., Dutuit, O., Thissen, R., Alcaraz, C., 2005a. A fast computation of the diurnal secondary ion production in the ionosphere of Titan. *Icarus* 174, 285–288.
- Lilensten, J., Witasse, O., Simon, C., Soldi-Lose, H., Dutuit, O., Thissen, R., Alcaraz, C., 2005b. Prediction of a N₂⁺ layer in the upper atmosphere of Titan. *Geophys. Res. Lett.* 32, 3203.
- Lummerzhim, D., Lilensten, J., 1994. Electron transport and energy degradation in the ionosphere: evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations. *Ann. Geophys.* 12, 1039–1051.
- McElroy, M.B., Kong, T.Y., Yung, Y.L., Nier, A.O., 1976. Composition and structure of the Martian upper atmosphere—analysis of results from Viking. *Science* 194, 1295–1298.
- Modolo, R., Chanteur, G.M., Dubinin, E., Matthews, A.P., 2005. Influence of the solar EUV flux on the Martian plasma environment. *Ann. Geophys.* 23, 433–444.
- Modolo, R., Chanteur, G.M., Dubinin, E., Matthews, A.P., 2006. Simulated solar wind plasma interaction with the Martian exosphere: influence of the solar EUV flux on the bow shock and the magnetic pile-up boundary. *Ann. Geophys.* 24, 3403–3410.
- Moffat-Griffin, T., Aylward, A.D., Nicholson, W., 2007. Thermal structure and dynamics of the Martian upper atmosphere at solar minimum from global circulation model simulations. *Ann. Geophys.* 25, 2147–2158.
- Morel, L., Witasse, O., Warnant, R., Cerisier, J.-C., Blelly, P.-L., Lilensten, J., 2004. Diagnostic of the dayside ionosphere of Mars using the total electron content measurement by the NEIGE/Netlander experiment: an assessment study. *Planet. Space Sci.* 52, 603–611.
- Nagy, A.F., Winterhalter, D., Sauer, K., Cravens, T.E., Brecht, S., Mazelle, C., Crider, D., Kallio, E., Zakharov, A., Dubinin, E., Verigin, M., Kotova, G., Axford, W.L., Bertucci, C., Trotignon, J.G., 2004. The plasma environment of Mars. *Space Sci. Rev.* 111, 33–114.
- Nier, A.O., McElroy, M.B., 1976. Structure of the neutral upper atmosphere of Mars—results from Viking 1 and Viking 2. *Science* 194, 1298–1300.
- Nier, A.O., McElroy, M.B., 1977. Composition and structure of Mars' upper atmosphere—results from the neutral mass spectrometers on Viking 1 and 2. *J. Geophys. Res.* 82, 4341–4349.
- Nier, A.O., Hanson, W.B., Seiff, A., McElroy, M.B., Spencer, N.W., Duckett, R.J., Knight, T.C.D., Cook, W.S., 1976. Composition and structure of the Martian atmosphere—preliminary results from Viking 1. *Science* 193, 786–788.
- Pätzold, M., Tellmann, S., Häusler, B., Hinson, D., Schaa, R., Tyler, G.L., 2005. A sporadic third layer in the ionosphere of Mars. *Science* 310, 837–839.
- Penz, T., Erkaev, N.V., Biernat, H.K., Lammer, H., Amerstorfer, U.V., Gunell, H., Kallio, E., Barabash, S., Orsini, S., Milillo, A., Baumjohann, W., 2004. Ion loss on Mars caused by the Kelvin–Helmholtz instability. *Plan. Space Sci.* 52, 1157–1167.
- Penz, T., Arshukova, I.L., Terada, N., Shinagawa, H., Erkaev, N.V., Biernat, H.K., Lammer, H., 2005. A comparison of magnetohydrodynamic instabilities at the Martian ionopause. *Adv. Space Res.* 36, 2049–2056.
- Richards, P.C., Fennelly, J.A., Torr, D.G., 1994a. EUVAC: a solar EUV flux model for aeronomic calculations. *J. Geophys. Res.* 99, 8981–8992.
- Richards, P.C., Fennelly, J.A., Torr, D.G., 1994b. Erratum: “EUVAC: a solar EUV flux model for aeronomic calculations” [*J. Geophys. Res.* 99, 8981–8992 (1994)]. *J. Geophys. Res.* 99, 13283–13284.
- Samson, J.A.R., Gardner, J.L., 1973. Fluorescence excitation and photoelectron spectra of CO₂ induced by vacuum ultraviolet radiation between 185 and 716 Å. *J. Geophys. Res.* 78, 3663–3667.
- Shematovich, V.I., Bisikalo, D.V., Gérard, J.-C., Cox, C., Bougher, S.W., Leblanc, F., 2008. Monte Carlo model of electron transport for the calculation of Mars dayglow emissions. *J. Geophys. Res. (Planets)* 113 (E12), 2011.
- Shinagawa, H., 2000. Our current understanding of the ionosphere of Mars. *Adv. Space Res.* 26, 1599–1608.
- Simon, C., Lilensten, J., Dutuit, O., Thissen, R., Witasse, O., Alcaraz, C., Soldi-Lose, H., 2005. Prediction and modelling of doubly-charged ions in the Earth's upper atmosphere. *Ann. Geophys.* 23, 781–797.
- Simon, C., Lilensten, J., Moen, J., Holmes, J.M., Ogawa, Y., Oksavik, K., Denig, W.F., 2007. TRANS4: a new coupled electron/proton transport code—comparison to observations above Svalbard using ESR, DMSP and optical measurements. *Ann. Geophys.* 25, 661–673.
- Skrzypkowski, M.P., Gougousi, T., Johnsen, R., Golde, M.F., 1998. Measurement of the absolute yield of CO(*a*³Π) + O products in the dissociative recombination of CO₂⁺ ions with electrons. *J. Chem. Phys.* 108, 8400–8407.
- Slinger, T.G., Cosby, P.C., Sharpee, B.D., Minschwaner, K.R., Siskind, D.E., 2006. O(¹S–¹D;³P) branching ratio as measured in the terrestrial nightglow. *J. Geophys. Res. (Space Phys.)* 111 (A10), 12318.
- Smith, M.D., Wolff, M.J., Spanovich, N., Ghosh, A., Banfield, D., Christensen, P.R., Landis, G.A., Squyres, S.W., 2006. One Martian year of atmospheric observations using MER mini-TES. *J. Geophys. Res. (Planets)* 111, 12.
- Stammes, K., 1980. Analytic approach to auroral electron transport and energy degradation. *Planet. Space Sci.* 28, 427–441.
- Stewart, A.I., 1972. Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: implications of CO₂⁺, CO, and O airglow. *J. Geophys. Res.* 77, 54–68.
- Stewart, A.I., Barth, C.A., Hord, C.W., Lane, A.L., 1972. Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment: structure of Mars's upper atmosphere (A 5.3). *Icarus* 17, 469.

- Strickland, D.J., Thomas, G.E., Sparks, P.R., 1972. Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment: analysis of the O I 1304- and 1356-Å emissions. *J. Geophys. Res.* 77, 4052–4068.
- Strickland, D.J., Stewart, A.I., Barth, C.A., Hord, C.W., Lane, A.L., 1973. Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment: Mars atomic oxygen 1304-Å emission. *J. Geophys. Res.* 78, 4547–4559.
- Tian, C., Vidal, C.R., 1998. Electron impact dissociative ionization of CO₂: measurements with a focusing time-of-flight mass spectrometer. *J. Chem. Phys.* 108, 927–936.
- Tobiska, W.K., 2004. SOLAR2000 irradiances for climate change research, aeronomy and space system engineering. *Adv. Space Res.* 34, 1736–1746.
- Torr, M.R., Torr, D.G., 1985. Ionization frequencies for solar cycle 21—revised. *J. Geophys. Res.* 90, 6675–6678.
- Tsuji, M., Nakamura, M., Nishimura, Y., Obase, H., 1998. Nascent rovibrational distributions of CO ($d^3 \Delta_1, e^3 \Sigma^-, a^3 \Sigma^+$) produced in the dissociative recombination of CO₂⁺ with electrons. *J. Chem. Phys.* 108, 8031–8038.
- Tsurubuchi, S., Iwai, T., 1974. Simultaneous ionization and excitation of CO₂ by electron-impact. *J. Phys. Soc. Jpn.* 37, 1077.
- Wells, W.C., Borst, W.L., Zipf, E.C., 1973. Excitation of higher-lying metastable states in carbon monoxide by electron impact: cross-section and lifetime measurements. *Phys. Rev. A* 8, 2463.
- Witasse, O., 2000. Modélisation des Ionosphères planétaires et de leur Rayonnement: la Terre et Mars. Ph.D. Thesis, AA, Université Joseph Fourier, Grenoble 1.
- Witasse, O., Dutuit, O., Lilensten, J., Thissen, R., Zabka, J., Alcaraz, C., Bletly, P.-L., Bougher, S.W., Engel, S., Andersen, L.H., Seiersen, K., 2002. Prediction of a CO₂⁺ layer in the atmosphere of Mars. *Geophys. Res. Lett.* 29, 1–104.
- Witasse, O., Dutuit, O., Lilensten, J., Thissen, R., Zabka, J., Alcaraz, C., Bletly, P.-L., Bougher, S.W., Engel, S., Andersen, L.H., Seiersen, K., 2003. Correction to “Prediction of a CO₂⁺ layer in the atmosphere of Mars”. *Geophys. Res. Lett.* 30, 1–12.

Articles acceptés :

Ionization processes in the atmosphere of Titan. I - Ionization in the whole atmosphere

G. Gronoff¹, J. Lilensten¹, L. Desorgher^{2,3}, and E. Flückiger²

¹ Laboratoire de Planétologie de Grenoble, Université Joseph Fourier - CNRS, France.

e-mail: guillaume.gronoff@obs.ujf-grenoble.fr

² Physikalisches Institut, University of Bern, Switzerland

³ SpaceIT GmbH, Sennweg 15, 3012 Bern, Switzerland

2009-06-09, revision 44

ABSTRACT

Context. The Cassini probe is regularly passing in the vicinity of Titan, revealing new insights on particle precipitation thanks to the electron and proton spectrometer. Moreover, the Huygens probe revealed an ionized layer at 65 km, induced by cosmic rays. The impact of these different particles on the chemistry of Titan is probably very important.

Aims. In this article, we compute the whole ionization in the atmosphere of Titan: from the cosmic rays near the ground to the EUV in the upper atmosphere. The meteoritic layer is not taken into account.

Methods. We use the TransTitan model to compute the electron and EUV impact, and the Planetocosmics code to compute the influence of protons and oxygen ions. We couple the two models to study the influence of the secondary electrons obtained by Planetocosmics through the TransTitan code. The resulting model improves the accuracy of the calculation through the transport of electrons in the atmosphere.

Results. The whole ionization is computed and studied in details. During the day, the cosmic ray ionization peak is as important as the UV-EUV one. Electrons and protons are very important depending the precipitation conditions. Protons can create a layer at 500 km while electrons tends to ionize near 800 km. Oxygen ion impact is near 900 km. The results shows few differences relatively to precedent models for the nightside T5 fly-by of Cassini, and can highlight the sources of the different ion layers detected by radio measurements.

Conclusions. The new model successfully computes the ion production in the atmosphere of Titan. For the first time, a full electron and ion profile is computed from 0 to 1600 km, which compares well qualitatively with measurements. This result can be used by chemical models.

Key words. Planets and satellites: individual: Titan – Atmospheric effects – Sun: UV radiation – Space vehicles: instruments – Methods: numerical

1. Introduction

Solar EUV - XUV radiation, energetic plasma from Saturn's magnetosphere, and cosmic rays are the main sources of ionization of the neutral gas in Titan's atmosphere. Each source has a main ionization altitude creating several ionosphere layers above 50 km (Cravens et al. (2008, 2009); Hamelin et al. (2007); López-Moreno et al. (2008) and references therein). While Titan can be inside or outside of the Saturn's magnetosphere, particle precipitation and therefore ionization can be very variable depending on the position of the Satellite and local plasma conditions. The knowledge of the whole ionization profile in the atmosphere of Titan is however important: the formation of the large atmospheric molecules at all altitude, including in the detached haze (at about 500 km) remains badly understood and could depend of ion - neutral chemistry. The chemistry is out of the scope of this paper, but the computation of the ion and electron production, addressed here, is necessary. We compare the results of the coupled model TransTitan-

Planetocosmics with the different observations from Cassini and Huygens probes. It allows to interpret the different ionospheric layers in term of precipitating sources: UV and electron in the upper atmosphere, protons in the middle atmosphere (500km) and cosmic rays in the lower atmosphere (peak at 65 km).

2. The energetic sources in Titan's atmosphere

The aim of this paper is to compute the ionization and excitation rates in Titan's atmosphere due to energetic sources. Those are the EUV/XUV flux, the electron and proton precipitations, the cosmic rays and, to a lesser extend, ion precipitations (fig. 1). The meteoritic source is neglected in this study.

2.1. The EUV / XUV source

Different categories of aeronomical models have been used in the past for modeling the primary EUV/XUV flux. The first

one consists of models that were first developed in the eighties and that rely heavily on data from Atmospheric Explorer mission (Hinteregger et al. 1973). Many models today still use the binning of the spectrum that was first proposed by Torr et al. (1979). The success of this approach has to do with its simplicity and the existence of a set of absorption cross sections for each wavelength bin. There are two reference fluxes: one for solar active and one for solar quiet conditions. Other levels of activity are modeled by interpolating the decimetric index $F_{10.7}$. The experimental data used to determine the flux has gradually improved since (Hinteregger 1981; Hinteregger et al. 1981; Torr & Torr 1985). In figure 1, we plot the flux from a rocket experiment (Woods et al. 1994), divided by a factor of 100.

Tobiska (1991) and Tobiska & Eparvier (1998) developed a different model, called EUV, using a more extended data base. In comparison to the previous ones, this model retrieves the solar flux from the decimetric index and its average. The latest versions use new input parameters computed from a previous version of the code (Tobiska et al. 2000). EUVAC (Richards et al. 1994) is based on a reference flux that differs from the one used by Torr and Hinteregger, and relies on specific interpolation formula. EUVAC also adds physical constraints on the coronal flux. Its latest version, named HEUVAC (Richards et al. 2006), extends the EUV model below 5 nm and includes data from the SEE instrument onboard TIMED (Woods et al. 2005). All these models are reviewed in (Lilensten et al. 2008).

The solid line in figure 1 represent typical EUV/XUV flux measured in the Earth atmosphere by a rocket experiment, and divided by a factor of 100 to account for the distance from Saturn to the Sun. In the simulation, we used the semi-empirical model solar 2000 (Tobiska & Eparvier 1998). The total energy flux through this source is equal to $5.3 \cdot 10^{10} \text{ eV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. (Integration done above 10 eV, if the visible is taken into account, the value grows up to $1.5 \cdot 10^{16} \text{ eV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

2.2. The electron precipitation source

The considered electron precipitation spectrum, plotted in figure 1, is taken from the measurements of the T5 fly-by (Cravens et al. 2009). It is measured by the Cassini electron spectrometer (CAPS ELS) (Coates et al. 2007; Cravens et al. 2009) from 0.6 eV to 28.250 keV Young et al. (2004). These electrons come from the magnetosphere of Saturn, and are embedded in the magnetic field draped around Titan (Modolo & Chanteur 2008; Cravens et al. 2009). In Cravens et al. (2009), the electron spectrum measured at 2700 km had to be divided by a factor of 10 in order to have the model fitting correctly the measurement at an altitude of 1200 km. In figure 1, we do not divide the flux. **A detailed study of this problem of division can be found in part II, “Electron precipitation along magnetic field lines”** The total energy flux through this source is equal to $2.3 \cdot 10^9 \text{ eV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

2.3. The proton and ion precipitation sources

There are several ions precipitating in Titan’s atmosphere, coming from the magnetosphere of Saturn, as for the precipitating electrons. The most important is the proton source (figure 1). It is measured by the MIMI instrument onboard CASSINI (Krimigis et al. 2004) from 7 keV to 8 MeV. In the present study, we use the T5 flyby data in order to compare with the literature. However, the chemical study of this spectrum has not been published and therefore, the ions cannot be distinguished from each other. Following Cravens et al. (2008), we assume either that the whole flux is made of protons or of atomic oxygen ions. For this work, we use the spectrum of Cravens et al. (2008) which contains an interpolation of the spectrum down to 2 keV for the T5 conditions. The total energy flux through this source is equal to $1.0 \cdot 10^9 \text{ eV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ if we take the strong conditions for the protons above 20 keV. If we take the lower energy protons, down to 2 keV, it gives $2.3 \cdot 10^9 \text{ eV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (exactly as the electron precipitation). Whereas if we take the quiet condition, with protons above 20 keV, it comes down to $9.9 \cdot 10^7 \text{ eV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

2.4. The cosmic ray source

The cosmic rays spectrum is based on the model of local interstellar spectrum (LIS) of Burger et al. (2000), corrected to fit the Titan conditions. This correction corresponds to a modulation which varies with the varying solar activity and is often described in terms of the so-called force field model. The only explicit parameter of this model is the modulation potential whose value is given in units of MV (Usoskin (2005) and references herein).

We use a value of 300 MV at Titan, which corresponds to the 400 MV flux parameter at Earth, used in Molina-Cuberos et al. (1999b) as a solar minimum condition. This result is based on measurement by different probes. If we are in the inner heliosphere (out to $> 20 \text{ AU}$ from the sun), we can consider with Webber (1987) a 10 MV variation of ϕ per AU. We therefore consider a maximum 1200 MV value for ϕ during high solar activity. The upper limit of our flux is set at 1 TeV. Above this energy limit, the cosmic ray cascade mainly reaches the ground and has very little influence into the atmosphere. The cosmic rays are mainly protons, with a small percentage of alpha and higher mass ions, which are neglected in the present study. **This is a first approximation, because high mass ions have a higher influence than protons, and the increase of ion production can reach more than 50%, depending on the altitude (Velinov & Mateeov 2008; Velinov 2008). This computation will be improved in the future.** The total energy flux through this source, **computed by integrating the precipitation spectrum between the cutoff and 1 TeV**, is equal to $1.4 \cdot 10^9 \text{ eV.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

2.5. The energy cut

Figure 2 shows the transmission probability of cosmic ray protons into the magnetosphere of Saturn at the position of Titan. The transmission probability has been evaluated with the

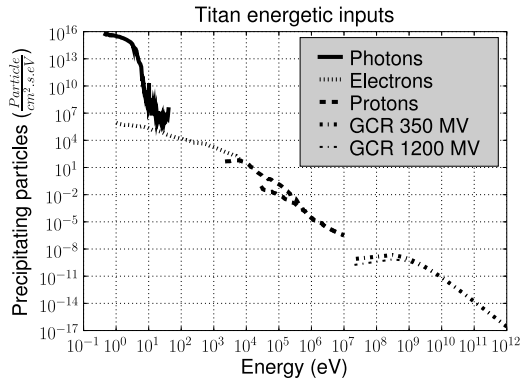


Fig. 1. The energetic inputs in the atmosphere of Titan. In our simulation, we considered the ionization due to solar photons, by magnetospheric electron and protons (in different conditions), and galactic cosmic rays (GCR). These fluxes have been integrated to correspond to a surface precipitation at the top of Titan’s atmosphere. The two proton fluxes correspond to active (T5 Cassini flyby) and quiet conditions. The electron and proton fluxes correspond to measurements by Cassini (Cravens et al. 2008, 2009), while the galactic cosmic rays correspond to a model, ran for two different solar conditions, 350 MV for low solar activity (highest flux) and 1200 MV for high solar activity. The gap in energy for the proton flux, which should join the cosmic ray flux at 0.3 GeV if there is no change in the slope, is studied in detail in the text.

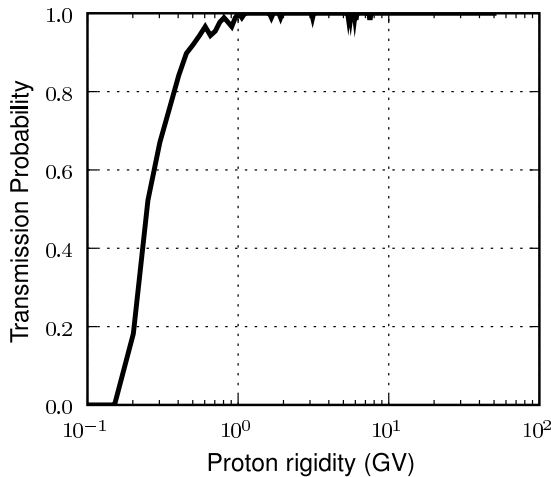


Fig. 2. Transmission probability of cosmic ray protons into the magnetosphere of Saturn at the position of Titan. This computation allows the definition of the cutoff in rigidity. The equivalent of the rigidity cutoff of 0.2 GV is 0.02 GeV for protons.

Planetocosmic code utilizing the Acuna et al. (1983) model of Saturn’s internal source of the magnetic field. Based on the results shown in figure 2, we assumed a rigidity cutoff of 0.2 GV which means an energy cutoff of 20 MeV for cosmic ray protons. (The relativistic formula between the kinetic energy E_k and the rigidity R is, considering the mass M of the particle, each one in unit of GeV: $E_k = \sqrt{M^2 + R^2} - M$).

3. Method

We compute the ionization in the Titan’s atmosphere, using the TransTitan model coupled with the Planetocosmics Geant4 code for taking into account the contribution of cosmic rays.

3.1. The TransTitan model

In the last years, we have developed a family code which’s generic name is Trans*. It as been adapted to several planets, becoming successively Transsol (Lummerzheim & Lilensten 1994), Transcar (Lilensten & Bletly 2002), Tran4 (Simon et al. 2007) in the case of Earth, and, for orther planets, TransTitan (Lilensten et al. 2005a,b), TransMars (Witasse et al. 2003, 2002; Simon et al. 2008), TransVenus (Gronoff et al. 2007, 2008). The TransTitan code used here consists of primary production through photoabsorption and secondary production through electron impacts. The primary production is computed through a Beer-Lambert law, and the secondary production computation require solving a kinetic transport equation. The neutral atmosphere is described in Müller-Wodarg et al. (2000), where only N_2 and CH_4 species are taken into account. The exospheric temperature is 175 K. The altitude range covered by our computation is 600 km to 1600 km. The photon absorption cross sections come from Torr & Torr (1985) and Fennelly & Torr (1992) for N_2 and from Samson et al. (1989) for CH_4 .

3.2. The Planetocosmics model

The PLANETOCOSMICS code (<http://cosray.unibe.ch/~laurent/planetocosmics>) is a Geant4 application originally designed to compute the electromagnetic and hadronic interaction of energetic particles (< 1 TeV) with the Earth, Mars and Mercury, taking into account the respective planetary atmosphere, magnetic field, and soil (Desorgher et al. 2005; Bütikofer et al. 2008). The code has been developed such that the implementation of new atmospheric and magnetic field models as well as the extension to other planetary environments is rather simple. For this study PLANETOCOSMICS has been adapted to the Titan/Saturn magnetic and atmospheric environment as described in sections 2.5 and 3.1.

3.3. Coupling the two models

In Planetocosmics, the cosmic rays impact the neutral atmosphere to create a cascade of particles. Within these particles, there are energetic electrons. Many of the particles in the cascade are able to create secondary ionization. In order to compute this secondary production, Planetocosmic computes the energy deposition at each altitude in the atmosphere, which, in the coupled model, is divided by a value of 35 eV per ion-electron pair creation. This method is fast and easy to implement. However, it does not allow computing the secondary ion production and for some applications may reveal not accurate enough. The value of 35 eV per ion-electron pair creation has been checked in the lower atmosphere of Titan by using the TransTitan code below 100 km altitude with standard fluxes. In the present study, we use the flux of energetic electrons

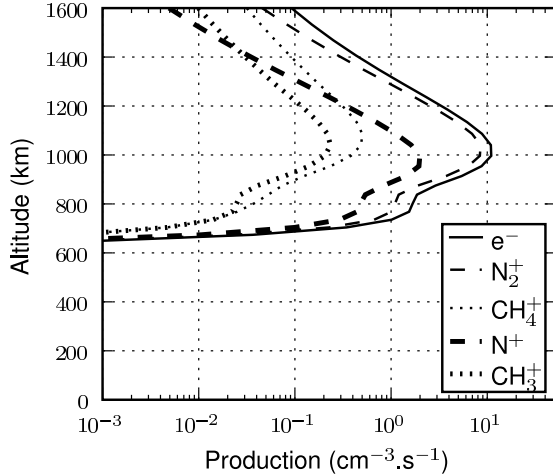


Fig. 3. Ionization due to EUV/XUV solar flux. Computed for a solar zenith angle of 40° . With a solar flux given by $F_{10.7} = 80$.

produced by cosmic impact on the atmosphere as a source in the kinetic code. This primary source is called “primary cosmo-electron source”. It degrades its energy through collisions to create ionization, dissociation, excitation and heating as described in the Boltzmann equation. This coupling therefore allows computing much more parameters than the simple use of 35 eV per pair. Unfortunately, the energetic electrons are not the only particles created in the cascade. They represent only 10% of the total energy scattered. For the other 90%, it is still necessary to use the 35 eV per pair to describe the energy deposition.

4. Results

4.1. Ionization due to the UV-EUV flux

The ionization due to electromagnetic solar flux has been widely studied in Lilensten et al. (2005b,a) which takes both primary and secondary productions into account. There is no difference between this previous study and the present one. The main results are shown in figure 3 for a solar zenith angle of 40° and a solar activity decimetric index ($F_{10.7}$) of 80. It results in an electron production that maximizes at 1000 km with a value of about $10 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. The major ions are N_2^+ , N^+ , CH_4^+ , and CH_3^+ . There is no influence of the EUV -XUV flux below an altitude of about 700 km. Both the production and the density profiles exhibit two layers that are comparable to the Earth shapes and have therefore been nicknamed F and E regions (Galand et al. 1999).

4.2. Ionization due to precipitating electrons

The electron impact ionization is computed with TransTitan, and can be seen in figure 6. The input flux in TransTitan is directly the flux in figure 1. The transport code allows the com-

putation of the different ion productions. The main ions are the same as for the EUV production. However, the cross sections are not very well known for impact of high energy electrons on CH_4 . Following (Straub et al. 1997; Luna et al. 2003), we use a branching ratio of 50% for CH_4^+ and 50% for the other ions. For a 1 keV electrons, the other ions are CH_3^+ (69.7%), CH_2^+ (11%), CH^+ (4.7%), C^+ (1.4%), H_2^+ (0.9%) and H^+ (12.3%).

In figure 4, we show the ionization due to precipitating electrons with different characteristic energies as computed by Planetocosmics. We compute the production due to isotropic, mono-energetic electron input fluxes. With energies ranging from 1 keV up to 100 keV (not all profiles are shown in the figure). The production is computed on an average based on more than 3000 runs on each angle. The same numerical mode will be used with Planetocosmics all along this study. The electrons ionize above typically 550 km. The 100 keV electrons produce a maximum at 550 km and the 1 keV electrons at 900 km. The amplitudes of production on this plot are not directly interpretable. They correspond to a production for an input flux of 1 $\text{electron} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ on top of the ionosphere (and are therefore in unit of $(\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}) / (\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$). In order to interpret in term of production, this value has to be multiplied by the input spectrum from figure 1 and integrated over the energy range. This is shown in figure 5. The electron production due to the electron precipitated flux peaks at 900 km, below the EUV-XUV peak. The amplitude of production is about $5 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. We compared this computation with the results of the full transport equation solution, shown in the same figure. The values compare very well. The accuracy is better above about 1100 km with the transport code. This is due to the fact that the production at high altitude is due to low energy fluxes which are not taken into account in planetocosmics. One of the reasons is that the 35 eV value per creation of ion electron pair becomes wrong below these energies.

4.3. Ionization due to precipitating protons

In figure 7, we present the ionization due to precipitating protons with different characteristic energies. The set in energy has been reduced to fit the energy detection range of the Cassini probe. While in figure 8, we plot the influence of the protons in the 10 MeV - 1 GeV range, in such energies we are at the limit between the protons accelerated in the magnetosphere of Saturn and the Cosmic rays. The interesting point is that the protons with energy above 1 MeV have an ion production peak below 500 km. In the figure 11, the ion production due to protons precipitations is presented for quiet conditions. The production peak is close to 750 km with an amplitude of $0.3 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. The T5 conditions (figure 10) corresponds to active conditions of protons; the peak is close to 850 km with an amplitude of $6 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. In these two plots, a secondary layer shows up between 400 km and 600 km, with an amplitude slightly smaller than $0.1 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. It originates in the precipitations of protons with energies above 1 MeV as shown in figure 7.

Concerning oxygen, the influence can be seen in figure 9. At equal energy, the oxygen ions have an influence at higher

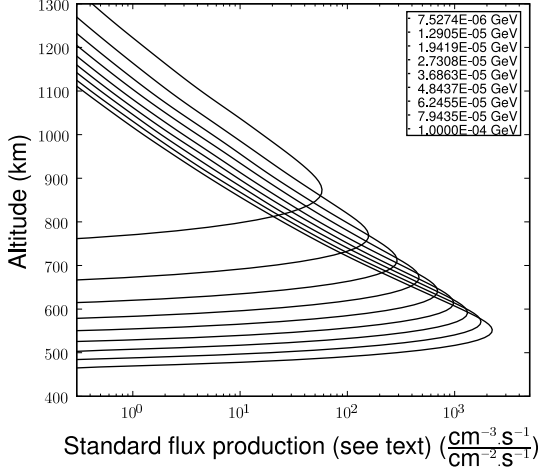


Fig. 4. Ionization due to mono-energetic electrons, with an isotropic distribution computed with Planetocosmics. The higher in altitude the peak is, the less energetic the electrons are. The aim of this figure is to show the peak altitude with respect to the energy. In the following, the electron influence is computed through TransTitan, which is more accurate and is able to discriminate between the ionized species.

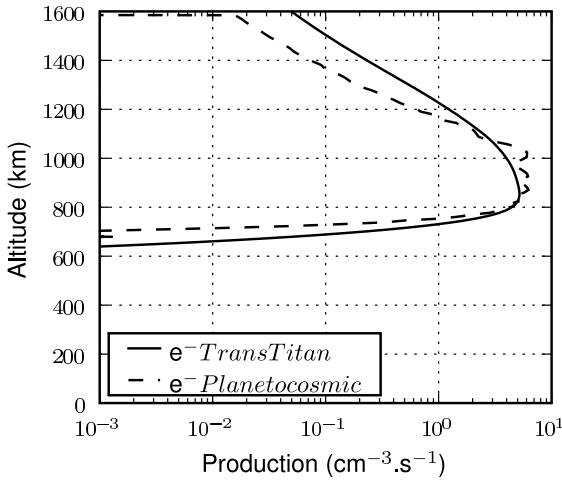


Fig. 5. Comparison of electron impact ionization computed with TransTitan and Planetocosmics. With TransTitan, the electron transport is computed, and low energy electrons are taken into account. The integration made with Planetocosmics shows that this code is sufficiently accurate to show the global influence of the electrons on the ionization at different altitudes.

altitude. This kind of precipitations cannot create an ion layer below 600 km. In figure 12, we present the ion production due to precipitating oxygen ions. Following Cravens et al. (2008), we assume for this numerical study that the whole T5 precipitation spectrum is made of O^+ . The peak is close to 900 km

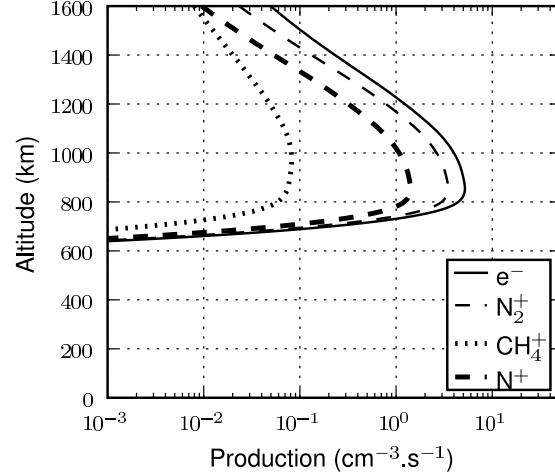


Fig. 6. Electron impact ionization computed with the Cassini T5's flyby electron flux conditions with TransTitan. Here, a vertical magnetic flux line is considered.

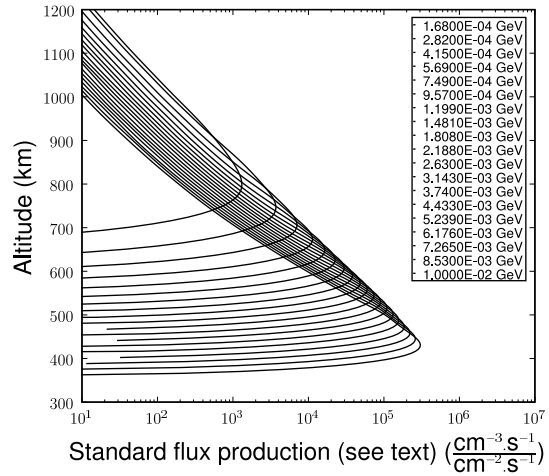


Fig. 7. Ionization due to mono-energetic protons, with an isotropic distribution computed with Planetocosmics. The higher in altitude the peak is, the less energetic the protons are. In this figure, the secondary electrons (produced by proton-ionization) are taken into account as an energy deposition at the altitude where they are produced. Whereas in the coupled code, the electrons are introduced into the kinetic part.

with an amplitude of $3 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. For quiet conditions, (figure 13) the peak is at 850 km with an amplitude of $0.4 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. In the case of ion oxygen precipitations, there is no secondary layer below the peak.

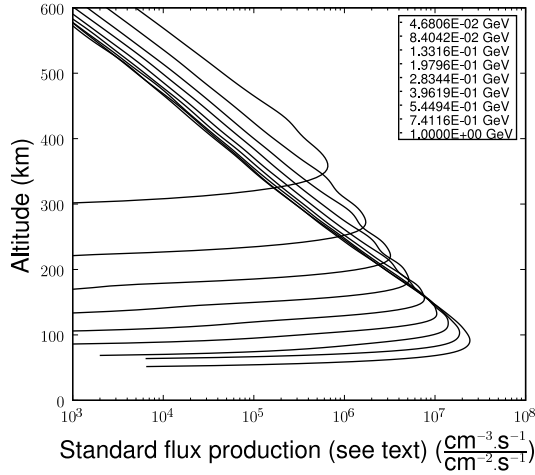


Fig. 8. Ionization due to mono-energetic isotropically distributed protons, with energy near the cutoff, computed with Planetocosmics. The higher in altitude the peak is, the less energetic the protons are. In this figure, the secondary electrons are taken into account as an energy deposition at the altitude where they are produced. Whereas in the coupled code, the electrons are introduced into the kinetic part.

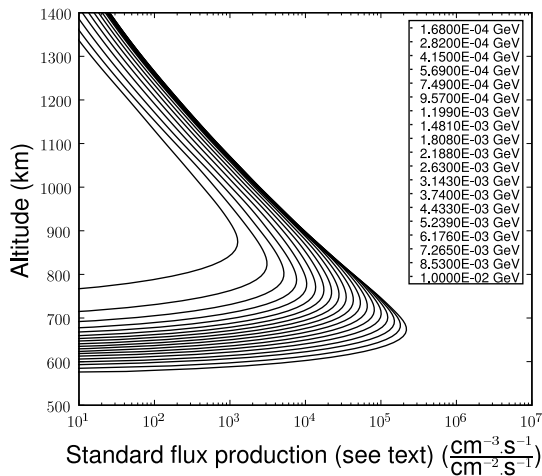


Fig. 9. Ionization due to mono-energetic atomic oxygen ions O^+ , with an isotropic distribution computed with Planetocosmics. The higher in altitude the peak is, the less energetic the ions are. In this figure, the secondary electrons are taken into account as an energy deposition at the altitude where they are produced. Whereas in the coupled code, the electrons are introduced into the kinetic part.

4.4. Ionization due to the Cosmic Rays

In figure 14, we present the influence of cosmic rays in the GeV-TeV range. The maximum ion production is always near 65 km, but the shape below is modified, due to the cascade of

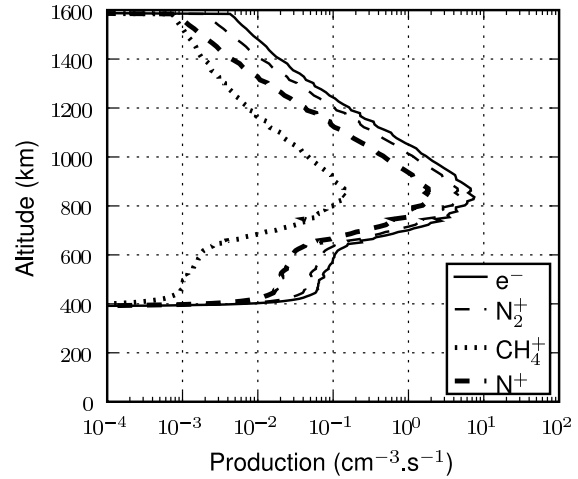


Fig. 10. Ionization due to precipitating protons for the T5 (active) conditions, computed with the coupled model.

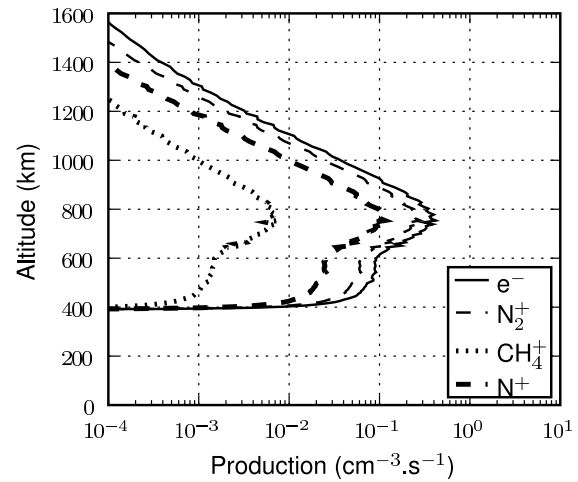


Fig. 11. Ionization due to precipitating protons for quiet conditions.

particles. Figure 15 shows the influence of galactic cosmic rays below 600 km down to the ground. Figure 16 shows a zoom of the production at low altitude. The ion production peak is at 65 km with an amplitude of $15 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. Below the peak, the production due to the cascade down to the ground is clearly visible. In figure 17, we compare the result for low solar activity (350 MV) with highest solar activity (1200 MV). For the both solar activity, the maximum ion production peak is at 65 km. But the peak for high solar activity has a smaller amplitude of $9 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$.

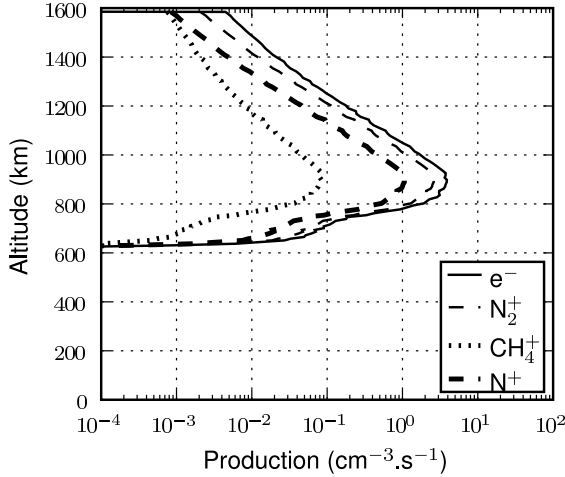


Fig. 12. Ionization due to oxygen (O^+) precipitation (the T5 protons spectrum is considered as Oxygen here)

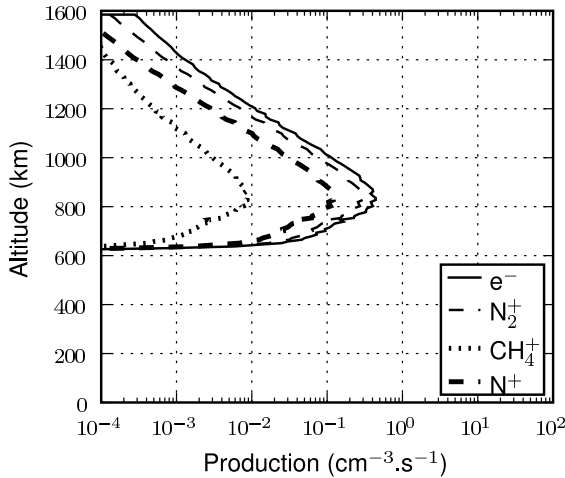


Fig. 13. Ionization due to oxygen (O^+) precipitation (the low energy protons spectrum is considered as Oxygen here)

4.5. Total ionization in the atmosphere of Titan

Considering the different particle precipitation, we plotted on an unique figure the whole ionization. We considered it for the T5 Cassini flyby conditions, which occurred during the night. Therefore, electrons, protons, and cosmic rays are taken into account in Fig.18. The interesting point is that the peak value of electron (photons for the dayside conditions) and cosmic ray ionization are very similar. Considering that the high energy protons have an important influence near 500 km, we can consider that Titan has three main ionization layers.

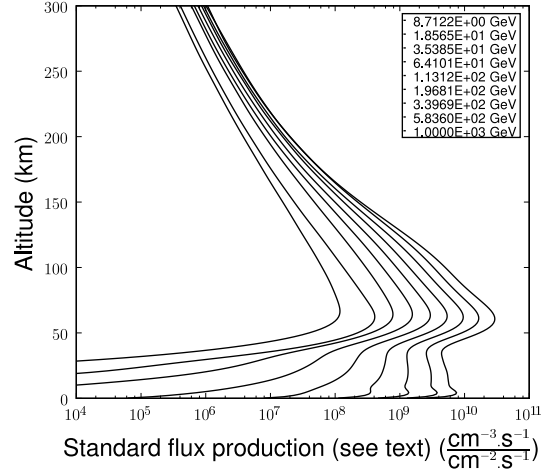


Fig. 14. Ionization due to mono-energetic cosmic ray protons, with an isotropic distribution computed with Planetocosmics. The higher in altitude the peak is, the less energetic the cosmic ray are. In this figure, the secondary electrons are taken into account as an energy deposition at the altitude where they are produced. Whereas in the coupled code, the electrons are introduced into the kinetic part.

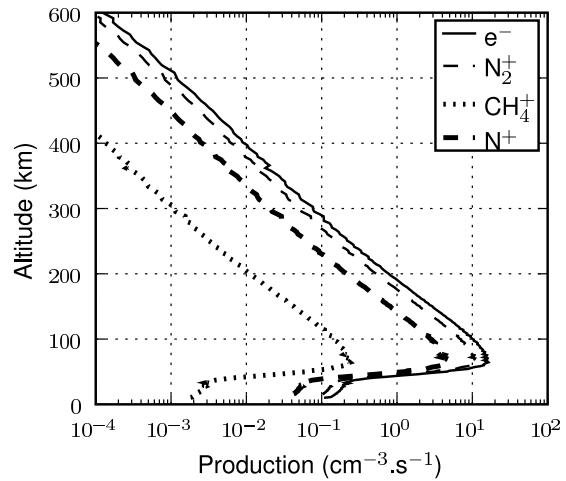


Fig. 15. Ionization due to galactic cosmic rays computed with the coupled model

5. Discussion

5.1. Comparison with other models

The cosmic ray impact has been computed with a different technique by Molina-Cuberos et al. (1999b); Capone et al. (1976, 1980); Borucki et al. (1987, 2006); Borucki & Whitten (2008). Their approach solves a Boltzmann kinetic transport equation where the redistribution function is written such that

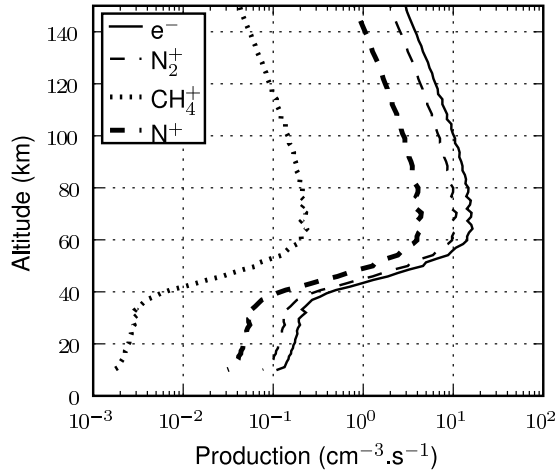


Fig. 16. Zoom on the ionization due to galactic cosmic rays at low altitude

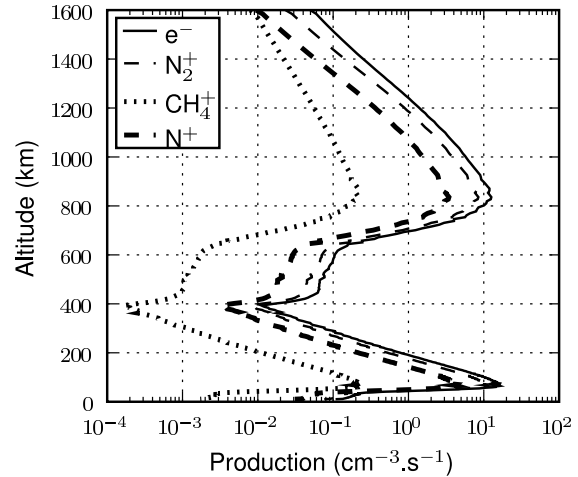


Fig. 18. Total ionization computed for the nightside T5 flyby conditions.

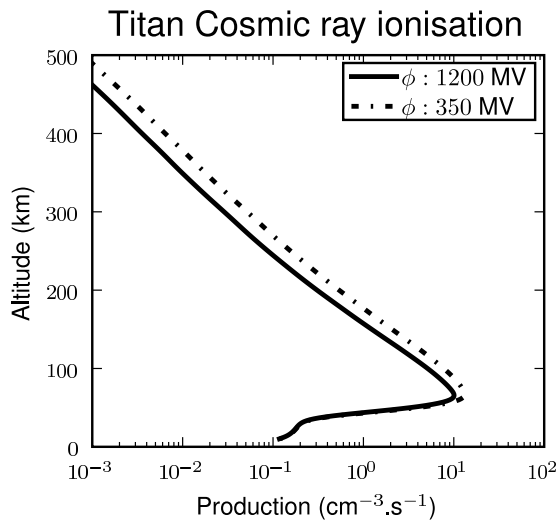


Fig. 17. Influence of the solar activity on the cosmic ray production. During low solar activity, the solar modulation parameter is lower, the cosmic ray flux is higher, and therefore the production. In this figure, we present the results for the solar activity extrema at Titan: 350 MV for the lowest, 1200 MV for the highest.

the numbers of particles in the cascade are well reproduced (O'Brien 1969). The results are very close to the present study, with an ion production rate maximizing at 65 km (Molina-Cuberos et al. 1999b) and a production of $10 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. Comparing with other works based on the same Boltzmann approach Borucki & Whitten (2008); Lavvas et al. (2008a), some minor differences appear depending on the neutral atmosphere and the solar activity. In Lavvas et al. (2008a,b), the peak altitude is equal to 100 km but (as in (Molina-Cuberos et al. 1999a;

Borucki & Whitten 2008)) a chemistry code is then used to reproduce the densities.

The proton impact has been studied by Borucki et al. (1987); Cravens et al. (2008). Comparing to our results, the proton ionization peak is lower in Borucki et al. (1987), at 600 km and more intense: $10 \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. The difference comes mainly from the difference in the precipitation spectrum, then from the use of an unidirectional flux in Borucki et al. (1987), with the use of the Banks & Kockart (1973) technique. In Cravens et al. (2008), the peak is at 750 km and the amplitude of N_2^+ production value is the same as this work $0.3 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ for quiet conditions. Moreover, the production of this work is slightly lower at 500 km, but the secondary layer is more visible. The difference comes mainly from the unidirectional proton flux hypothesis used in Cravens et al. (2008). Concerning oxygen ions, for active conditions, the results are practically the same between this work and Cravens et al. (2008) with a peak production of N_2^+ of $2 \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ at 900 km.

The electron impact has been studied in Agren et al. (2007), and re-analyzed in Cravens et al. (2008, 2009), with an updated precipitation flux (which is used in this work). In order to fit the flux measurements at 1200 km with the model using a precipitation flux measured at 2730 km, the authors had to divide by 10 the input flux. Thanks to that work, a N_2^+ production peak is computed at 950 km with an amplitude of $0.4 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. With the same flux, our model computes a N_2^+ production peak at 850 km with an amplitude of $0.3 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ (basically, the same production as in figure 6, but divided by 10). Concerning the problem of the differences between the model and the measurement at 1200 km our model, which considers isotropic precipitation along the vertical axis, shows the same need for dividing the flux by 10. This problem should be resolved by considering that the precipitation is not vertical, but follows a magnetic field line which can have a complex shape (see, for example Modolo et al. (2007); Modolo & Chanteur (2008)). A deeper

analysis of the precipitation along the magnetic field lines in Titan can be found in **part II “Electron precipitation along magnetic field lines”**.

5.2. Full height profile and comparison with data

The Huygens experiment found an ionized layer at 65 km, which corresponds to the production peak in figure 16 (López-Moreno et al. 2008; Hamelin et al. 2007).

The radio experiment onboard Cassini allowed to retrieve the ion densities down to 200 km (Kliore et al. 2008). Computing the ion densities from the ion production necessitates a full chemistry code, which is not available in the present work: we aim at establishing a full profile of the ion production from the bottom of the atmosphere to the top of the ionosphere. However, some simple comparisons can still be made. When an ion is largely preponderant, or when the ion profile is made of a mixture of ions with approximately constant abundances, it is possible to reduce the chemistry to a single reaction with a chemical coefficient called an effective coefficient rate α_{eff} (Banks & Kockart 1973). This coefficient varies with altitude. In Galand et al. (1999), this method has been successfully compared to a full chemistry code for the electron density profile above 900 km. It has also been used in Cravens et al. (2008). In that case, the electron density is simply proportional to the square root of the electron production (this does not apply of course for the ions separately): $n_e = \sqrt{P_e/\alpha_{eff}}$ (where n_e is the electron density and P_e the electron production). This simple method neglects the diffusion, which is negligible at low altitudes. However, it allows to compare the shapes of the computed electron productions to the measured electron densities. In figure 18, we plot the full electron and ion profile for T5 conditions. This shows for the first time an integrated computation from 0 to 1600 km due to three different sources with a coupling through the secondary electron transport. Although this curve cannot be compared in term of intensity to the nightside measured electron density profiles published in Kliore et al. (2008) (because the effective coefficient rate varies with altitude), the global shape can still be compared. At night, the measurements show a layer around about 500 km. This layer originates in our analysis in the precipitation of about 1 MeV protons and corresponds to the secondary layer in figure 10. An other feature of the measured profiles is an increase of the density at the bottom of the measurement, i.e. below about 400 km. This is clearly due to the cosmic rays in our analysis. In the spectrum of precipitating protons (figure 1), there are missing points above 4 MeV and the point where this precipitation flux should join the cosmic ray flux. Indeed, the proton flux is much higher than the cosmic ray one at these energies, and the effect of this gap on the profile could be important. The shape of precipitations filling this gap is still unknown. In order to approach this question, we fill it with a linear interpolation between 4 MeV and 0.1 GeV and compute the resulting electron production profile. The results are shown in figure 19. The secondary layer between 600 and 400 km disappears. This does not compare to the measured electron density profiles (although these measurements are above 200 km). Therefore, we con-

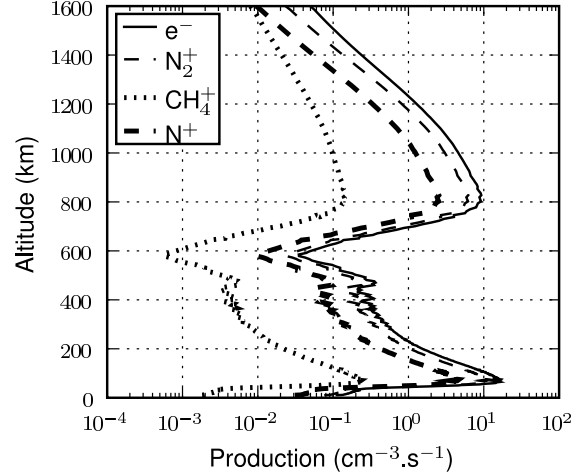


Fig. 19. Complete T5 simulation, as in Fig.18 with the interpolation of the spectrum: this figure, in comparison with radio data, shows the importance of the Cutoff and the gap in energy.

clude that the gap between 4 MeV and 0.1 GeV is physical : there is no continuity of the spectrum because the sources are different. The exact location of the gap still remains unknown and cannot be deduced from the current set of electron density observations.

5.3. Reproducing data

We study in details the conditions of the T14 fly-by of Cassini as described in Kliore et al. (2008). Because we do not have particle precipitation fluxes, we try to reproduce them from the data. We fit the electron density computed as described above to the one measured by Cassini to deduce the particle precipitation fluxes. Because the data are coming from radio occultation, the solar zenith angle (SZA) is important (close to 90°), here, the model fits the data with an SZA of 99°. The secondary layer, at 1000 km is explained by photoionization and electron precipitation ($\alpha_{eff} = 3 \times 10^{-7} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$). The electron precipitation spectrum is equal to the T5 one divided by 50. To fit the proton layer, at 500 km we inverted the data with the same α coefficient. The proton precipitation spectrum deduced from this work can be seen in figure 20. By comparison with previous data, we can estimate that both our precipitation flux and the α factor at these altitude are underestimated. At low altitude, we used the López-Moreno et al. (2008) data for electron and ion density detected by Huygens. To approximate the ion and the electron peaks, we use an α_{eff} if $5 \times 10^{-5} \text{ cm}^3.\text{s}^{-1}$. The shape is not exactly reproduced, due to a more complex chemistry (Borucki & Whitten 2008). The result of this inversion and the comparison with the data can be seen in figure 21. **To compare with the physical properties of the atmosphere of Titan, we highlighted the position of the main (0-300 km) and detached (400-450 km) haze layers (Rannou et al. 2002; Lavvas et al. 2009). These layers are at the altitude of cos-**

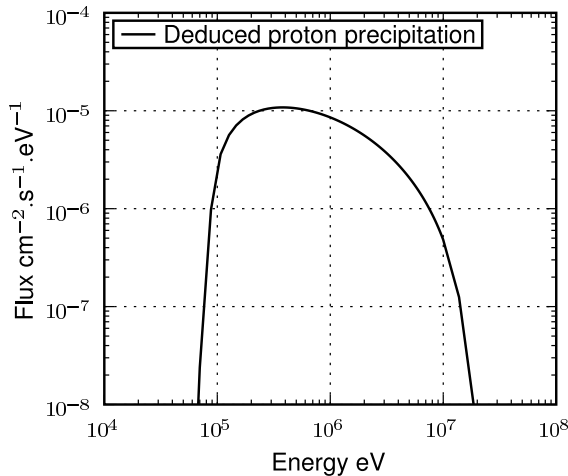


Fig. 20. Proton precipitation used for the comparison with data in figure 21. By comparison with figure 1 we can deduce that our precipitation is underestimated (like the α factor).

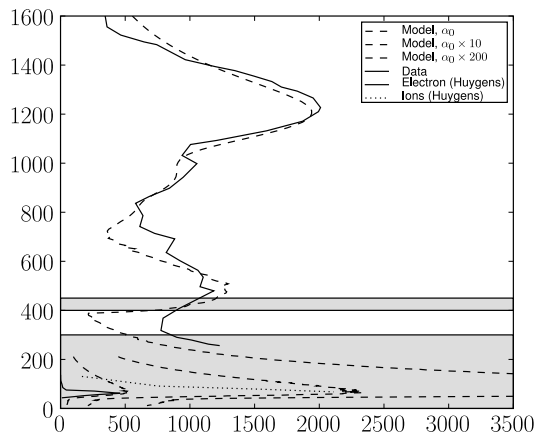


Fig. 21. Interpretation of the complete Titan electron density with different input sources. Electron density data above 300 km comes from Kliore et al. (2008), ion and electron densities below 100 km comes from López-Moreno et al. (2008).

mic ray and proton production peak, suggesting that these precipitation are at the origin of the haze creation.

6. Conclusion

For the first time, a full electron and ion production profile is computed with an integrated code from 0 to 1600 km. It can consider as sources the solar EUV -XUV flux, the electrons and protons of different origins (solar and magnetospheric), the

oxygen ions, and finally the cosmic rays. It is based on the coupling of different approaches.

This profile compares well qualitatively with Cassini-Huygens measurements and to other publications for the different sources separately. It allows to discriminate the effect of the different input sources and to deduce the shape of the precipitations for a given electron profile. The next step is to include the computed electron and ion production in a chemistry / dynamics code in order to understand the origin of the large hydrocarbon molecules found in Titan's atmosphere. **The correlation between the position of the main haze layer and the detached haze layer with respectively the cosmic ray production peak and the proton production peak effectively suggests that the haze may be created by the ions resulting from the precipitation of these particles.**

Acknowledgements. The authors thank Mathieu Barthelemy (LPG, France), Roland Thissen (LPG, France), Véronique Vuitton (LPG, France) and Cyril Simon (BIRA, Belgique) for useful discussion. The Planetocosmics simulation were made using the CIGRI system on the CIMENT platform at Grenoble (France). We thank Bruno Bzeznik (IMAG, France) for his teaching of this system, and his useful advices. Work at University of Bern was supported by the Swiss National Science Foundation (grant 200020/113704) and by the Swiss State Secretariat for Education and Research (grant COST-724/C05.0034).

References

- Acuna, M. H., Connerney, J. E. P., & Ness, N. F. 1983, *J. Geophys. Res.*, 88, 8771
- Agren, K., Wahlund, J. E., Modolo, R., et al. 2007, *Annales Geophysicae*, 25, 2359
- Banks & Kockart. 1973, *Aeronomy*, ed. A. Press
- Borucki, W. J., Levin, Z., Whitten, R. C., et al. 1987, *Icarus*, 72, 604
- Borucki, W. J. & Whitten, R. C. 2008, *Planet. Space Sci.*, 56, 19
- Borucki, W. J., Whitten, R. C., Bakes, E. L. O., Barth, E., & Tripathi, S. 2006, *Icarus*, 181, 527
- Burger, R. A., Potgieter, M. S., & Heber, B. 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 27447
- Bütikofer, R., Flückiger, E. O., Desorgher, L., & Moser, M. R. 2008, *Sci. Total Environ.*, 391, 177
- Capone, L. A., Dubach, J., Whitten, R. C., Prasad, S. S., & Santhanam, K. 1980, *Icarus*, 44, 72
- Capone, L. A., Whitten, R. C., Dubach, J., Prasad, S. S., & Huntress, Jr., W. T. 1976, *Icarus*, 28, 367
- Coates, A. J., Crary, F. J., Young, D. T., et al. 2007, *Geophys. Res. Lett.*, 34
- Cravens, T. E., Robertson, I. P., Ledvina, S. A., et al. 2008, *Geophys. Res. Lett.*, 35
- Cravens, T. E., Robertson, I. P., Waite, J. H., et al. 2009, *Icarus*, 199, 174
- Desorgher, L., Flückiger, E. O., Gurtner, M., Moser, M. R., & Bütikofer, R. 2005, *International Journal of Modern Physics A*, 20, 6802
- Fennelly, J. A. & Torr, D. G. 1992, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 51, 321

- Galand, M., Lilensten, J., Toubanc, D., & Maurice, S. 1999, *Icarus*, 140, 92
- Gronoff, G., Lilensten, J., Simon, C., et al. 2008, *A&A*, 482, 1015
- Gronoff, G., Lilensten, J., Simon, C., et al. 2007, *A&A*, 465, 641
- Hamelin, M., Béghin, C., Grard, R., et al. 2007, *Planet. Space Sci.*, 55, 1964
- Hinteregger, H. E. 1981, *Adv. Sp. Res.*, 1, 39
- Hinteregger, H. E., Bedo, D. E., & Manson, J. E. 1973, *Radio Science*, 8, 349
- Hinteregger, H. E., Fukui, K., & Gilson, B. R. 1981, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 1147
- Kliore, A. J., Nagy, A. F., Marouf, E. A., et al. 2008, *J. Geophys. Res.*, 113
- Krimigis, S. M., Mitchell, D. G., Hamilton, D. C., et al. 2004, *Space Sci. Rev.*, 114, 233
- Lavvas, P., Yelle, R., & Vuitton, V. 2009, *Icarus*
- Lavvas, P. P., Coustenis, A., & Vardavas, I. M. 2008a, *Planet. Space Sci.*, 56, 27
- Lavvas, P. P., Coustenis, A., & Vardavas, I. M. 2008b, *Planet. Space Sci.*, 56, 67
- Lilensten, J. & Brelly, P. L. 2002, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 64, 775
- Lilensten, J., Dudok de Wit, T., Kretschmar, M., et al. 2008, *Annales Geophysicae*, 26, 269
- Lilensten, J., Simon, C., Witasse, O., et al. 2005a, *Icarus*, 174, 285
- Lilensten, J., Witasse, O., Simon, C., et al. 2005b, *Geophys. Res. Lett.*, 32
- López-Moreno, J. J., Molina-Cuberos, G. J., Hamelin, M., et al. 2008, *Geophys. Res. Lett.*, 35
- Lummerzheim, D. & Lilensten, J. 1994, *Annales Geophysicae*, 12, 1039
- Luna, H., Cavalcanti, E. G., Nickles, J., Sigaud, G. M., & Montenegro, E. C. 2003, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 36, 4717
- Modolo, R. & Chanteur, G. M. 2008, *J. Geophys. Res.*, 113
- Modolo, R., Wahlund, J.-E., Boström, R., et al. 2007, *Geophys. Res. Lett.*, 34
- Molina-Cuberos, G. J., López-Moreno, J. J., Rodrigo, R., & Lara, L. M. 1999a, *J. Geophys. Res.*, 104, 21997
- Molina-Cuberos, G. J., López-Moreno, J. J., Rodrigo, R., Lara, L. M., & O'Brien, K. 1999b, *Planet. Space Sci.*, 47, 1347
- Müller-Wodarg, I. C. F., Yelle, R. V., Mendillo, M., Young, L. A., & Aylward, A. D. 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 20833
- O'Brien, K. 1969, *Nuclear Instruments and Methods*, 72, 93
- Rannou, P., Hourdin, F., & McKay, C. P. 2002, *Nature*, 418, 853
- Richards, P. G., Fennelly, J. A., & Torr, D. G. 1994, *J. Geophys. Res.*, 99, 8981
- Richards, P. G., Woods, T. N., & Peterson, W. K. 2006, *Adv. Sp. Res.*, 37, 315
- Samson, J. A. R., Haddad, G. N., Masuoka, T., Pareek, P. N., & Kilcoyne, D. A. L. 1989, *J. Chem. Phys.*, 90, 6925
- Simon, C., Lilensten, J., Moen, J., et al. 2007, *Annales Geophysicae*, 25, 661
- Simon, C., Witasse, O., Leblanc, F., Gronoff, G., & Bertaux, J.-L. 2008, *Planetary and Space Science*
- Straub, H. C., Lin, D., Lindsay, B. G., Smith, K. A., & Stebbings, R. F. 1997, *J. Chem. Phys.*, 106, 4430
- Tobiska, W. K. 1991, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 53, 1005
- Tobiska, W. K. & Eparvier, F. G. 1998, *Sol. Phys.*, 177, 147
- Tobiska, W. K., Woods, T., Eparvier, F., et al. 2000, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 62, 1233
- Torr, M. R. & Torr, D. G. 1985, *J. Geophys. Res.*, 90, 6675
- Torr, M. R., Torr, D. G., Ong, R. A., & Hinteregger, H. E. 1979, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 771
- Usoskin, I. G. 2005, *J. Geophys. Res.*, 110, A12108
- Velinov, P. 2008, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, vol. 70, issue 2-4, pp. 574-582, 70
- Velinov, P. I. Y. & Mateev, L. 2008, *Advances in Space Research*, Volume 42, Issue 9, p. 1586-1592., 42
- Webber, W. R. 1987, *A&A*, 179, 277
- Witasse, O., Dutuit, O., Lilensten, J., et al. 2002, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 104
- Witasse, O., Dutuit, O., Lilensten, J., et al. 2003, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 12
- Woods, T. N., Eparvier, F. G., Bailey, S. M., et al. 2005, *J. Geophys. Res.*, 110
- Woods, T. N., Rottman, G. J., Bailey, S. M., & Solomon, S. C. 1994, *Optical Engineering*, 33, 438
- Young, D. T., Berthelier, J. J., Blanc, M., et al. 2004, *Space Sci. Rev.*, 114, 1

Ionization processes in the atmosphere of Titan. II - Electron precipitation along magnetic field lines

G. Gronoff¹, J. Lilensten¹, and R. Modolo²

¹ Laboratoire de Planétologie de Grenoble, Université Joseph Fourier - CNRS, France.
e-mail: guillaume.gronoff@obs.ujf-grenoble.fr

² LATMOS/IPSL/UVSQ, 10-12 avenue de l'Europe, 78140 Vélizy, France

2009-06-09

ABSTRACT

Context. The Cassini probe is regularly passing in the vicinity of Titan, revealing new insights on particle precipitation thanks to electron and ion spectrometers. In a recent article, a discrepancy between precipitation models and observations concerning electron fluxes was raised. This discrepancy was suspected to be due to the geometry of the magnetic field.

Aims. In this article, we compute the electron impact ionization in the nightside ionosphere of Titan, assuming non-trivial geometry for the magnetic field lines.

Methods. We use the TransTitan model, modified to take into account the magnetic field line geometry in the nightside, and we compare these results with the electron flux measurements during the T5 fly-by of Cassini. **We use several magnetic field line geometries, including one resulting from hybrid simulations.**

Results. **The geometry of the lines implies a longer path of the electron inside the atmosphere of Titan. The electron fluxes are therefore considerably modified compared to the vertical precipitation hypothesis. At an altitude of 1200 km the electron flux can be divided up to ten times with a field line resulting from hybrid simulation. Thanks to the use of more accurate field lines, the model reproduces well the experiment without any further adjustment of the precipitated measured electron flux.**

Conclusions. Several hypothesis **had been suggested to explain the discrepancies between the different models and the observation of the electron flux** during the T5 fly-by of Cassini. **Our approach shows that the most probable explanation is the magnetic field line geometry. This work shows that the computation of ion production by electron impact in the atmosphere of Titan needs the consideration of both magnetic field and the input electron fluxes. Our model, based on these considerations, can compute the conditions for future fly-by, and could be used to compare models to experiments.**

Key words. Planets and satellites: individual: Titan – Atmospheric effects – Space vehicles: instruments

1. Introduction

The magnetic environment of Titan in the magnetosphere of Saturn is very complex, and its characterization and comprehension is one of the main objectives of the Cassini's probe mission (Blanc et al. 2005). Due to the absence of an intrinsic magnetic field, Titan's atmosphere and ionosphere interact directly with Saturn's magnetospheric plasma (Backes et al. 2005). The upper atmosphere is thus partly ionized by mainly solar photons and electron impact. The strength and location of each ionization source is sensitive to the orbital location of Titan, leading to a very complex ionized environment and highly dynamic. Cassini observations have recently suggested that photoionisation is the most important ionization process for Titan's dayside (Agren 2009, submitted to PSS). On the other hand, Cassini observations have also shown that, on the nightside, electron impact plays an important role and is the main source of ionization (when the nightside correspond to

the ram-side). This situation happened on April 16th, 2005 on the outbound pass of the T5 flyby by Cassini spacecraft. The electron flux data acquired during this flyby was compared with several models (Agren et al. 2007; Cravens et al. 2008). These comparisons shown that the ionization and the fluxes detected by the Cassini probe cannot be modeled as a vertical precipitation. This can be interpreted as a consequence of the interaction between the magnetic field lines and the atmosphere of Titan (Cravens et al. (2009); **see also I - Ionization in the whole atmosphere**). In this paper, we use the TransTitan model to compute the electrons fluxes at different altitude considering different geometry of magnetic lines.

2. The TransTitan model

In order to compute the electron fluxes in different geometric configurations, we need a code able to compute electron transport in atmosphere. Especially, it must compute the influence

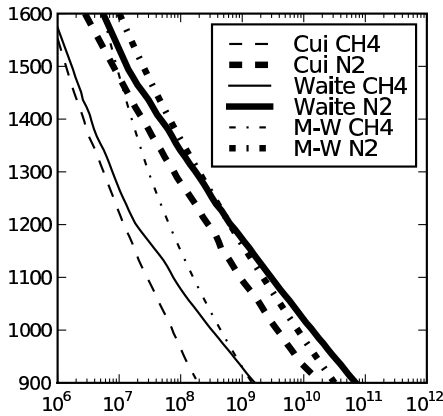


Fig. 1. The different neutral atmosphere considered. For the main simulation, the Cui et al. (2009) neutral atmosphere, coming from Cassini observations, is used. It has a lower density in CH_4 and N_2 than the Waite et al. (2005) neutral atmosphere (Cassini observations). The pre-Cassini model of Müller-Wodarg et al. (2000) (labeled M-W in the figure) is mainly at a higher density for the two species, the CH_4 mixing ratio was supposed to be more important than the recent observations.

of elastic and inelastic collisions with the different species of the atmosphere. Such a code exists: **TransTitan, which has been studied in details in the previous article I - Ionization in the whole atmosphere.** In the present paper, we only use the kinetic part for the electrons in the nightside. The geometry of the code is modified to take into account the bending of the magnetic field lines around Titan: in the original version of the code, the electron transport is computed along a straight line, which cannot be strongly inclined in respect to the vertical. The vertical line being the grid where the ionization is computed. In the present version, we compute the ionization along the magnetic field line. **For this study,** the neutral atmosphere used is described in Cui et al. (2009), we take only into account the densities of the two major components of the atmosphere, N_2 and CH_4 . **To study the influence of the neutral atmosphere, we also used the neutral atmosphere of Waite et al. (2005) and the pre-Cassini model of Müller-Wodarg et al. (2000). The differences between these models can be seen in figure 1. The main difference is that the pre-Cassini model has a more important CH_4 density in the upper atmosphere.** We assume that the exospheric temperature is constant at 175 K. The altitude range covered by our computation is 900 km to 1600 km, the lower altitude being given by the geometry of the line. The corresponding length of the lines can be more than 4000 km.

3. Electron precipitation and magnetic field line geometry

In situ electron fluxes spectrum are taken from Cravens et al. (2009). The aim of this present work is to compute the ionospheric parameters, taking into account the presence of the Kronian magnetic field and mimics the behavior of the electron fluxes which are affected by the magnetic field draping. So far, vertical magnetic field lines or parabolic lines have been used to compute the electron energy deposition in Titan's atmosphere (Cravens et al. 2005). We will assume several magnetic field line configurations, including horizontal magnetic field lines above 1200 km. Titan's ionosphere acts as an obstacle and modifies the magnetospheric plasma flow. The Kronian magnetic field lines close to Titan are twisted and wrap the ram-side of the body since they diffuse slowly in the dense and cold ionosphere. We will assume **curved** magnetic field lines, which comes inside the ionosphere to go outside several thousand of kilometer apart. In order to demonstrate how the magnetospheric electron fluxes are sensitive to the magnetic field line topology, simulation results describing the draping around Titan are used. These field lines are extracted from three-dimensional multi-species hybrid simulation. In this model, a kinetic description is used for the description of ions while electrons are characterized as an inertialess fluid contributing to electric currents enforcing quasineutrality. This model depicts the dynamic of the plasma environment in the vicinity of Titan, it includes ionization by solar photons, ionization by electron impact and charge exchange. Note that the description below 1400 km is limited in this model since the complex ionospheric chemistry is not included. Nevertheless, the model describes the photoabsorption and the slowing down of ions in the atmosphere due to elastic collisions. More details **concerning** the model are presented in Modolo & Chanteur (2008). The different configurations are summarized in figure 3.

1. **corresponds to the vertical case.**
2. **corresponds to a straight line, of which the bottom altitude is 1200 km.**
3. **corresponds to a straight line, of which the bottom altitude is 1000 km.**
4. **corresponds to a bent line, of which the bottom altitude is 1200 km.**
5. **corresponds to a bent line, of which the bottom altitude is 1000 km.**
6. **corresponds to the hybrid simulated line. This line is cut at the lowest altitude of 1000 km because the simulation is not valid below. To show the draping at the origin of this line, we put two other simulated lines (label 7), which does not reach the altitude of our simulation.**

4. Result

Given the incident precipitation flux (Fig. 2), we considered the impact of several magnetic geometries on the production and fluxes at different altitudes.

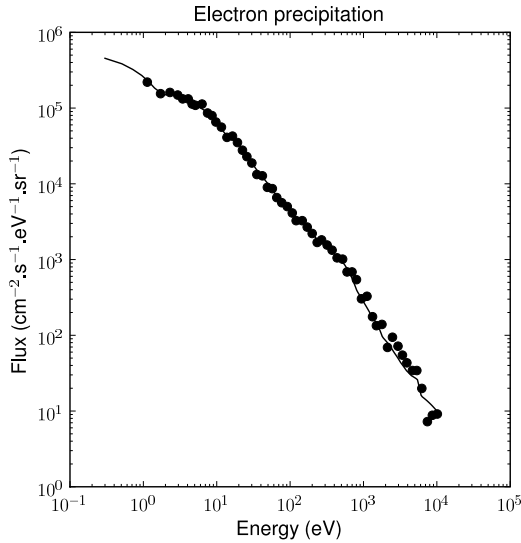


Fig. 2. Electron precipitation flux in the atmosphere of Titan as measured by Cassini ELS instrument, at an altitude of 2730 km (Cravens et al. 2009). **The dots represents the measurement, the line represents the values used in our model.** An interpolation has been made between 0.3 and 1 eV.

4.1. First case: vertical precipitation

This is the simplest case, we consider that electrons simply precipitate vertically. The resulting ionization can be seen in Fig. 4. The ionization peak is at 800 km, with an intensity of $3 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ (that simulation has been made using the Müller-Wodarg et al. (2000) neutral atmosphere, because electrons reaches the mesosphere). We computed the resulting electron flux (which corresponds to the degradation in energy of the primary flux plus the secondary electron flux) at different altitudes (Fig. 5, **with the Cui et al. (2009) atmosphere in that case**). The comparison of the Cassini flux measured at 1200 km with the modeled one shows an important discrepancy. As in Agren et al. (2007); Cravens et al. (2009), we have to divide the input flux by a factor of about 10 in order to reach a good agreement. **As shown in figure 5, that hypothesis allows to explain the flux in the 10 eV - 1000 eV energy range, but underestimates the flux at lower and higher energy.**

4.2. Second case: straight line, horizontal at 1200 km

In that case, we use a straight horizontal line which lower altitude is 1200 km, e.g. it is perpendicular to the vertical at this altitude. This geometry was not possible with the initial TransTitan code. The maximum altitudes of this line are the top of our atmosphere, at 1600 km and correspond to the 3500 km (entry in the thermosphere) and 0 km (exit of the thermosphere) length in Fig. 6. In that figure, we can see that the ionization peak is not at the middle of the line, but before, at 2300 km length, with an intensity of $0.3 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$. The corresponding altitude is 1230 km, but is at about 500 km away from the lowest point (1200 km altitude). The corresponding flux comparison

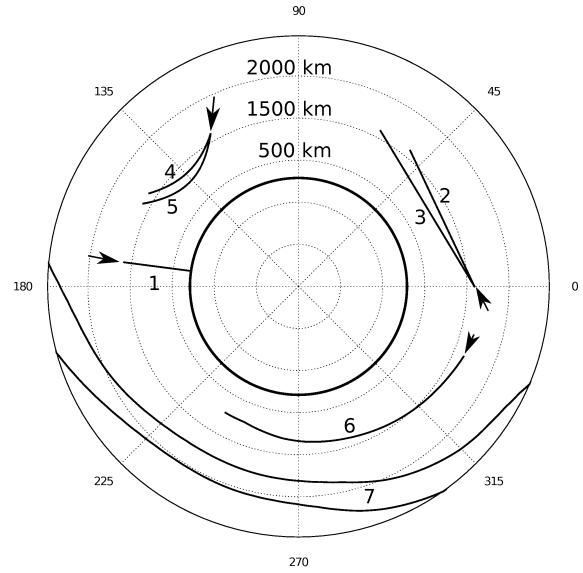


Fig. 3. Magnetic field line geometry used in the simulations. The two straight lines have their bottom altitude at respectively 1200 and 1000 km, as the two **bent** lines. The long line corresponds to hybrid simulations. The angle to a curvilinear projection: the length on the picture corresponds to the line length, this projection is useful when solar source is not taken into account, like in this paper. The arrows shows where the electrons are precipitating in our model, and the big black numbers the simulation number (see the different cases) which corresponds to the line. **The number 7 shows additional lines from the hybrid simulation, above the altitude of the present study.**

can be seen in Fig. 7, the comparison is better than in the previous case: the 1789 km length flux is inside the measurement error bars between 10 eV and 200 eV, and it corresponds to an altitude of 1200 km. This results shows that the division of the input flux is not necessary to account for this part of the spectrum. For the highest energy, our modeling departs from the measurements, being one order of magnitude higher in flux.

4.3. Third case: straight line, horizontal at 1000 km

That case is similar to the precedent one except that the lower altitude of the line is 1000 km, the maximum altitude is always 1600 km and it reached at the extremities. The ion production peak is at 3000 km length, with an intensity of $0.5 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ (Fig. 8). The peak corresponds to an altitude of 1100 km. The corresponding flux comparison can be seen in Fig. 9, in that case, fluxes at altitude close to 1000 km shows an agreement with measurement when energies are above 500 eV.

4.4. Fourth case: bent line, minimum at 1200 km

In this simulation, we use a **curved** line with a minimum altitude at 1200 km (Fig. 3). The ionization peak is at 1200 km length, which corresponds to an altitude of 1210 km. Its intensity is $0.3 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ (Fig. 12). The corresponding flux comparison can be seen in Fig. 11. The better approach of the reference

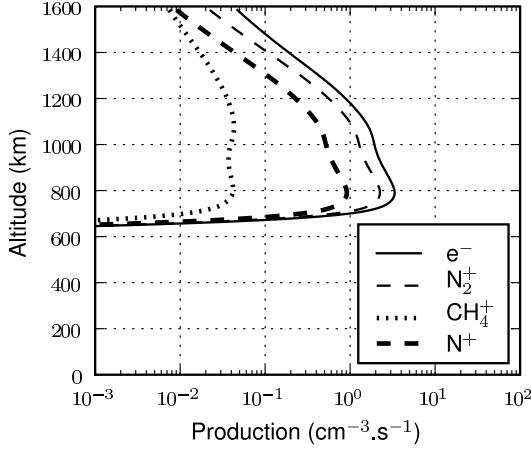


Fig. 4. Electron impact ionization in the (first) case of a vertical magnetic field line. CH_4^+ is produced by electron impact ionization on CH_4 . N_2^+ and N^+ are produced by electron impact ionization on N_2 . In this figure, the Müller-Wodarg et al. (2000) neutral atmosphere has been used because electrons reaches the mesosphere, which is not described in the other neutral models.

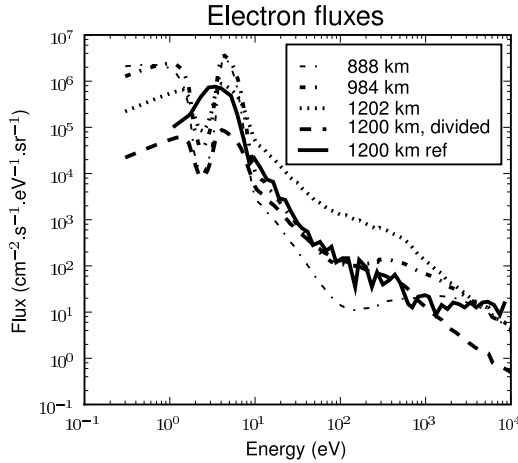


Fig. 5. Comparison of the modeled fluxes in the (first) vertical case at several altitude with 1200 km altitude Cassini measurements. This simulation shows that we cannot compare the vertical precipitation hypothesis with data. In order to show the result of the flux division hypothesis (Cravens et al. 2009), we added the results of that hypothesis, labeled “1200 km, ref”.

flux is done for an altitude of 1300 km, where the magnetic field line is going outside of the atmosphere.

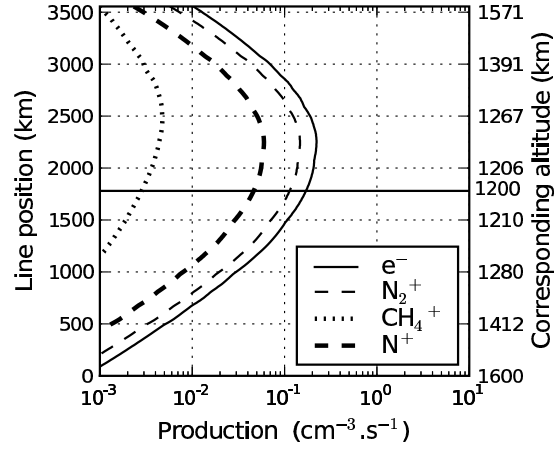


Fig. 6. Electron impact ionization in the (second) horizontal 1200 km case.

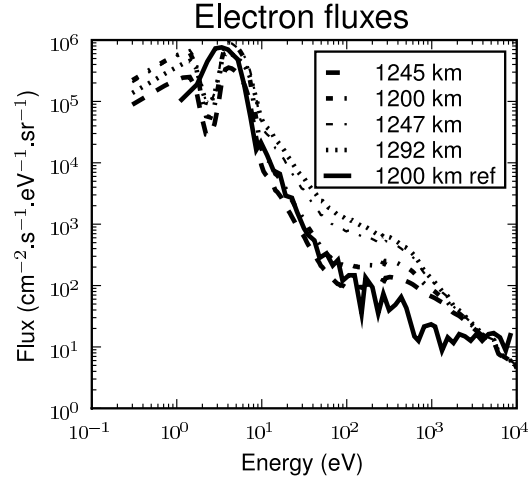


Fig. 7. Comparison of the fluxes at several altitude in the second case (horizontal, 1200 km) with 1200 km altitude Cassini measurements. The altitude of 1245 km corresponds to an abscissa of 1192 km. The 1200 km one to 1789 km, the 1247 one to 2385 km, and the 1292 one to 2624 km. The higher the curvilinear abscissa is, the closer it is to the precipitation source.

4.5. Fifth case: bent line, minimum at 1000 km

This is the same configuration than the precedent case, except that the lower altitude is 1000 km. The ionization peak is at 1700 km length, which corresponds to an altitude of 1100 km. Its intensity is $0.9 \text{ cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ (Fig. 12). The corresponding flux comparison can be seen in Fig. 13. The fluxes simulated below 1100 km are very close to the reference flux. For the two bent cases, we can conclude that it is possible to find a mag-

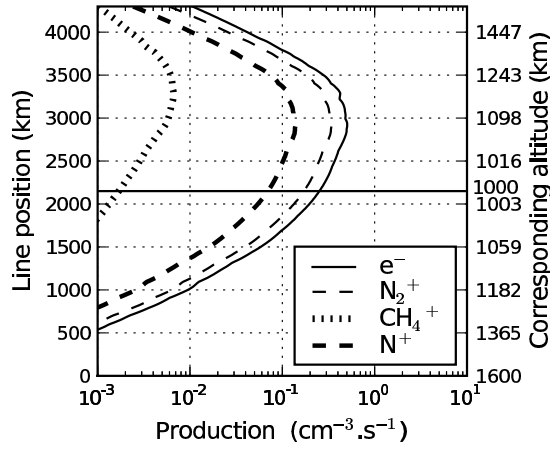


Fig. 8. Electron impact ionization in the (third) horizontal 1000 km case.

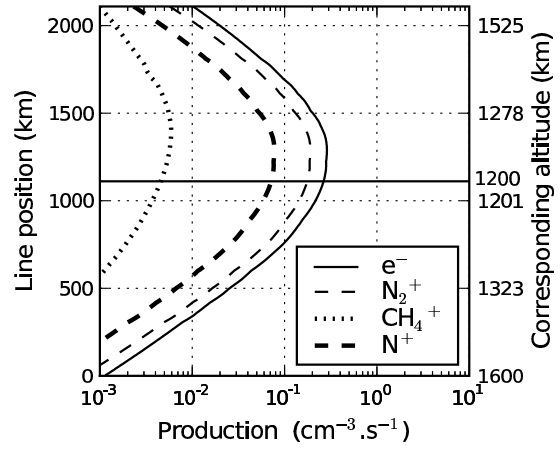


Fig. 10. Electron impact ionization in the (fourth) bent 1200 km case.

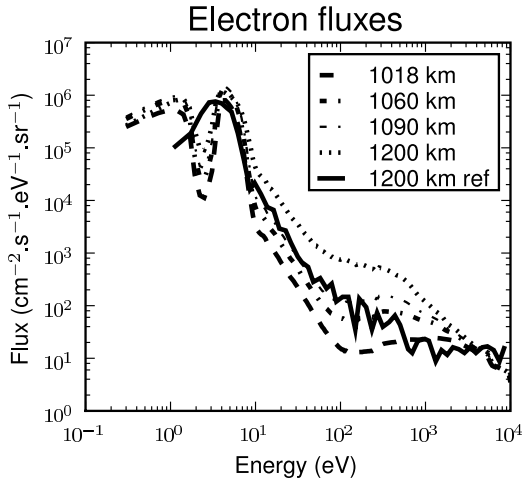


Fig. 9. Comparison of the fluxes at several altitudes in the third case (horizontal, 1000 km with 1200 km altitude Cassini measurements). The altitude of 1200 km corresponds to an abscissa of 3390 km. The 1090 km one to 2957 km, the 1060 one to 2813 km, and the 1018 one to 2524 km. The higher the curvilinear abscissa is, the closer it is to the precipitation source.

netic field line configuration able to explain the whole spectrum without modifying the input energy spectrum. But to conclude on the reality of this approach, we need to use global simulation computed lines.

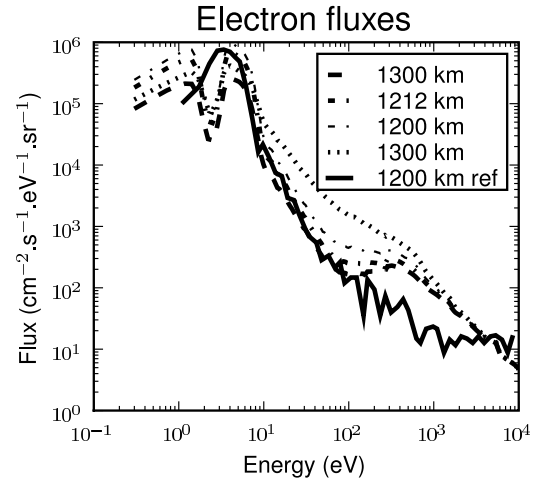


Fig. 11. Comparison of the fluxes at several curvilinear abscissa in the fourth case (bent, 1200 km) with 1200 km altitude Cassini measurements. The altitude of 1300 km corresponds to an abscissa of 566 km. The 1212 km one to 884 km, the 1200 one to 1111 km, and the 1300 one (dots) to 1557 km. The higher the curvilinear abscissa is, the closer it is to the precipitation source.

4.6. Sixth case: line from a hybrid simulation of the Ta fly-by of Cassini

In that case, we use a magnetic field line computed from hybrid simulation performed in the conditions of the Ta fly-by of Cassini (Modolo & Chanteur 2008).

We considered several magnetic field line for that simulation, and we only show the one that gives the better results with respect to the measurements. That line is of course an approximation, used as a representative field line for the conditions

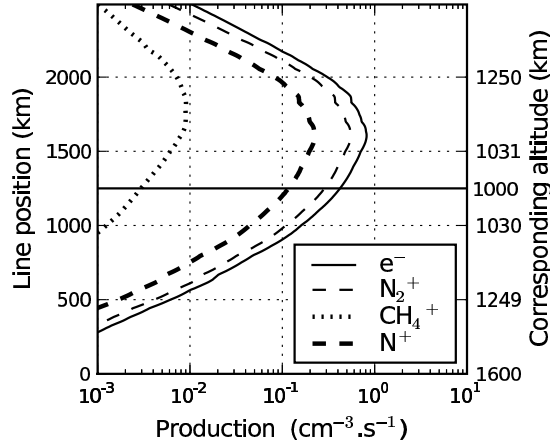


Fig. 12. Electron impact ionization in the (fifth) **bent** 1000 km case

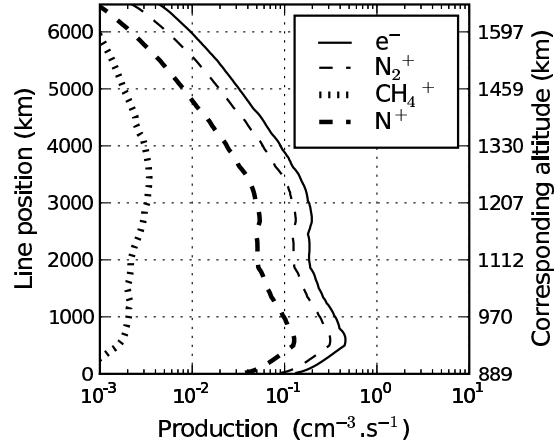


Fig. 14. Electron impact ionization in the **Ta** 1000 km case.

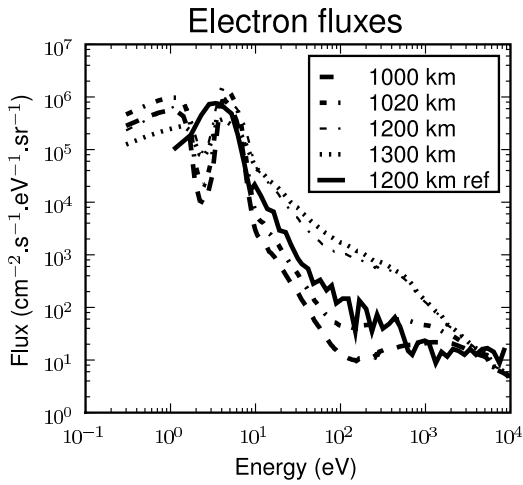


Fig. 13. Comparison of the fluxes at several curvilinear abscissa in the fifth case (**bent**, 1000 km) with 1200 km altitude Cassini measurements. **The altitude of 1000 km corresponds to an abscissa of 1253 km. The 1020 km one to 1462 km, the 1200 one to 1921 km, and the 1300 one to 2088 km.** The higher the curvilinear abscissa is, the closer it is to the precipitation source.

where Titan is inside the magnetosphere of Saturn : the measurement were done for the T5 fly-by and the MHD simulation his incomplete below 1400 km. The ionization peak is at 500 km length, which corresponds to an altitude of 900 km. Its intensity is $0.5 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ (Fig. 14). The corresponding flux comparison can be seen in Fig. 15. The comparison between model and experiment is **in the error bars** in that case, even if a difference is still seen in high energies.

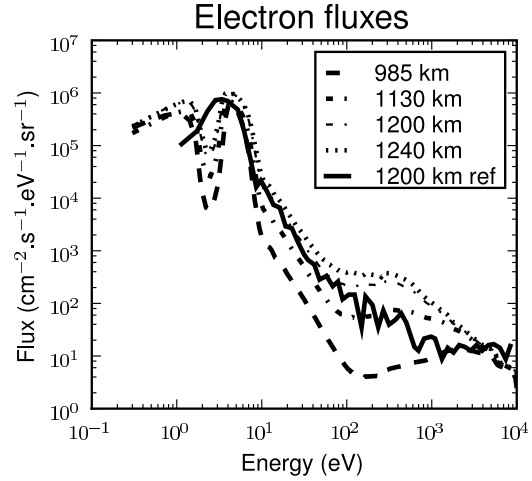


Fig. 15. Comparison of the fluxes at several curvilinear abscissa in the sixth case (**Ta Fly-by**) with 1200 km altitude Cassini measurements. **The altitude of 985 km corresponds to an abscissa of 1087 km. The 1130 km one to 2174 km, the 1200 one to 2935 km, and the 1240 one to 3262 km.** The higher the curvilinear abscissa is, the closer it is to the precipitation source.

5. Discussion

In Cravens et al. (2009), the problem of the discrepancy between the vertical precipitation model and the comparison of the fluxes at 1200 km is raised. In figure 5 we confirm that problem, with the important discrepancy between our model and the experiment at this altitude. **The conclusion of this work was that the electrons are embedded in different magnetic tubes, each one having a different electron flux.**

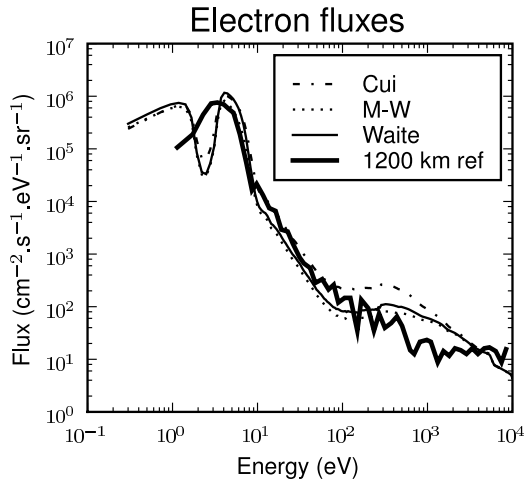


Fig. 16. Influence of the models of neutral atmosphere on the computed flux for the simulated line. Each fluxes are computed at an altitude of 1200 km to be compared with the reference flux. The neutral atmosphere is not the main explanation of the difference at high energy, but needs to be considered for precise comparison of model and data. (The Müller-Wodarg et al. (2000) atmosphere is labeled M-W).

In the present work, the use of several magnetic field configurations shows that the geometry of the precipitation has an important effect on the electron flux at 1200 km altitude. In fig. 7 and 15, we find a good agreement between model and experiment between approximately 10 eV and few hundred eV. The differences at high energies could be explained by the spatial resolution: in Fig15, the high energy fluxes varies highly between 1200 km altitude and 1130 km altitude. Another explanation for this discrepancy could be in the neutral atmosphere model used in our simulations, or in the uncertainties in the flux measurement at these energies. **Concerning the influence of the neutral atmosphere, some minor differences in the fluxes are visible when we replace the Cui et al. (2009) model by the Waite et al. (2005) or the Müller-Wodarg et al. (2000) one. However, the neutral atmosphere notably cannot explain the differences between model and experiment in the vertical case. In figure 16, we see the resulting flux at 1200 km, for the hybrid simulated line with the different neutral atmospheres. The Cui et al. (2009) neutral atmosphere results in more important fluxes (about two times more important between 10 and 1000 eV). This is due to the lower density of that model, but its still in the error bars considering the observations. Further improvements will request either a precise measurement of the neutral atmosphere during the fly-bys or a neutral atmosphere model considering the variation of the density with solar zenith angle, solar activity**

To discriminate between the two possible explanations of the observed electron flux at 1200 km, we need the observation of the magnetic field line for the T5 conditions.

Such work has not been published yet. The detection of a magnetic field oriented to the vertical at 45° along the Cassini's path (Cravens et al. 2009) is not sufficient to retrieve the data through modeling, but can constrain models. The observation of the magnetic draping (Bertucci et al. 2008) shows that an analysis of the magnetic environment of Titan is necessary to compute the ion production due to electron impact. The ion production in the different cases (figures 7, 9, 11, 13, and 15) shows an enhancement of the production at high altitude, and a lack of production at low altitude.

6. Conclusion

The new version of TransTitan is able to compute electron precipitation along magnetic field lines in the atmosphere of Titan. Thanks to **the magnetic field line geometry computed by hybrid simulation**, we find an agreement between model and observations of electron fluxes inside the atmosphere of Titan, without need for dividing the input flux. **The magnetic field line geometry can therefore be the explanation of the discrepancy between model and observation observed in Cravens et al. (2009), but the lack of the knowledge of the magnetic configuration still prevent us to discriminate between our explanation and the hypothesis of magnetic tubes with different electron fluxes.** The present work can be considered as a basis for future work on comparison between MHD models and precipitation observations on Titan and other non-magnetic planets or bodies. It shows the importance of considering draped magnetic field lines inside the atmosphere.

Acknowledgements. The authors wish to thank C. Simon (BIRA, Belgium), M. Barthélemy (LPG, France) and V. Vuitton (LPG, France) for useful discussions.

References

- Agren, K., Wahlund, J. E., Modolo, R., et al. 2007, *Annales Geophysicae*, 25, 2359
- Backes, H., Neubauer, F. M., Dougherty, M. K., et al. 2005, *Science*, 308, 992
- Bertucci, C., Achilleos, N., Dougherty, M. K., et al. 2008, *Science*, 321, 1475
- Blanc, M., Kallenbach, R., & Erkaev, N. V. 2005, *Space Science Reviews*, Volume 116, Issue 1-2, pp. 227-298, 116
- Cravens, T. E., Robertson, I. P., Clark, J., et al. 2005, *Geophys. Res. Lett.*, 32
- Cravens, T. E., Robertson, I. P., Ledvina, S. A., et al. 2008, *Geophys. Res. Lett.*, 35
- Cravens, T. E., Robertson, I. P., Waite, J. H., et al. 2009, *Icarus*, 199, 174
- Cui, J., Yelle, R. V., Vuitton, V., et al. 2009, *Icarus*, Volume 200, Issue 2, p. 581-615., 200
- Modolo, R. & Chanteur, G. M. 2008, *J. Geophys. Res.*, 113
- Müller-Wodarg, I. C. F., Yelle, R. V., Mendillo, M., Young, L. A., & Aylward, A. D. 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 20833
- Waite, J. H., Niemann, H., Yelle, R. V., et al. 2005, *Science*, 308, 982

Et surtout !

DON'T PANIC

Energetic inputs in planetary atmospheres. Titan, Venus and Mars.

Aeronomy is a multi disciplinary field with the aim of studying the relationship between the Earth or other planet atmospheres and the particles precipitation from space. Aeronomy was primarily the study of the Earth atmosphere, and its relations with the solar wind. In this thesis, I extended the standard aeronomy researches to higher energy and to other planets.

In a first part, I modified the Trans* codes to study the doubly charged ions, in the upper atmosphere of Venus. In that frame, I used the highest energies of the standard studies of planetary ionospheres. That work also permitted to improve studies on the Venusian (and Martian) ionosphere-thermosphere emissions, and raised the issue of the mechanism leading to the green line in CO₂-rich atmospheres.

In a second part, I studied the precipitation of electrons along magnetic field lines embedded in the atmosphere of Titan. Giving a new approach on particle precipitation in the mesosphere of this saturnian satellite.

In a third part, I used the Planetocomic code to implement the computation of cosmic ray impact in the Titan atmosphere. Moreover, a proton precipitation code was added to that code to compute the whole ion production in the atmosphere (from electron and photon productions in the upper atmosphere to the lower atmosphere with the cosmic rays). Those productions were used as an input for chemical models to understand the whole chemical-physical processes in Titan.

The theoretical work performed in this thesis has been successfully compared to space missions Mars Express, Venus Express and Cassini-Huygens.

Keywords : Planetary ionospheres – Airglow – Comparative planetology – Numerical modeling – Cosmic rays – Particle precipitation – Titan – Venus – Mars

Étude des effets des entrées énergétiques dans les atmosphères de Vénus, Mars et Titan

L'aéronomie, est un sujet de recherche interdisciplinaire, dont le but est la compréhension des relations entre les atmosphères de la Terre ou des autres planètes et les précipitations de particules (y compris les photons) depuis l'espace. Dans cette thèse, j'ai étendu le cadre standard de l'aéronomie vers les hautes énergies et les autres planètes.

Dans une première partie, j'ai modifié les codes de type Trans* pour étudier les ions doublement chargés dans la haute atmosphère de Vénus. Dans cette optique, j'ai utilisé les plus grandes énergies des études standard des hautes atmosphères planétaires. Ce travail a aussi permis d'améliorer la connaissance des émissions ionosphériques et thermosphériques de Vénus (et de Mars), et pose le problème des mécanismes de création de la raie verte de l'oxygène dans les atmosphères riches en CO₂.

Dans une seconde partie, j'ai étudié les précipitations d'électrons le long des lignes de champ magnétiques drapées dans l'atmosphère de Titan, donnant ainsi une nouvelle approche à l'étude de la précipitation de particules dans la mésosphère de ce satellite de Saturne.

Dans une dernière partie, j'ai utilisé le code Planetocomic pour calculer l'impact des rayons cosmiques dans l'atmosphère de Titan. De plus, une partie sur la précipitation de protons a été ajoutée, de manière à calculer l'ionisation totale dans l'atmosphère (depuis l'ionisation par les électrons et les photons dans la haute atmosphère, à celle induite par les rayons cosmiques dans la basse atmosphère). Ces productions sont utilisées comme entrées pour des modèles chimiques, dans le but de comprendre l'ensemble des processus physico-chimiques dans l'atmosphère de Titan.

Le travail effectué au cours de cette thèse a permis quelques comparaisons avec les missions Mars Express, Vénus Express et Cassini-Huygens.

Mots clés : Ionosphères planétaires – Émissions lumineuses – Planétologie comparée – Simulation – Rayons cosmiques – Précipitation de particules – Titan – Venus – Mars