



HAL
open science

Interaction du vent solaire avec les planètes non magnétisées Mars et Vénus

Claire Ferrier

► **To cite this version:**

Claire Ferrier. Interaction du vent solaire avec les planètes non magnétisées Mars et Vénus. Physique [physics]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2009. Français. NNT: . tel-00431123

HAL Id: tel-00431123

<https://theses.hal.science/tel-00431123>

Submitted on 10 Nov 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.

**INTERACTION DU VENT SOLAIRE AVEC LES
PLANETES NON MAGNETISEES : MARS & VENUS**

Claire FERRIER

27 octobre 2009



*Mars et Vénus (date approximative : 1720-1725)
Giovanni Battista Pittoni - Musée du Louvre*

"L'appétit de connaissance est l'essence de l'homme."

Spinoza

Remerciements

Ce mémoire de thèse est l'aboutissement d'un long parcours qui a commencé à niveau de la 3^{ème} au collège lorsque s'est éveillée en moi une passion très vive pour l'astronomie et les sciences de l'espace. Cet intérêt a conditionné la suite de mes études puisque c'est en fonction de la réalisation de ce désir que j'ai suivi des filières adaptées tout au long de mon cursus secondaire et supérieur pour arriver finalement au CESR de Toulouse en tant qu'étudiante en thèse et réaliser ce travail de recherche sur l'interaction du vent solaire avec Mars et Vénus.

Une thèse est le fruit de nombreuses collaborations. Aussi, aujourd'hui en terminant ce mémoire, je voudrais remercier toutes les personnes qui de façon très soutenue ou plus ponctuelle ont apporté leur contribution à mes études pendant ces trois dernières années.

Je tiens à remercier en premier M. Jean-André Sauvaud, mon directeur de thèse, qui a accepté ma candidature. C'est à lui que revient l'idée de ce sujet et je lui suis gré de me l'avoir proposé. Tout au long de cette période, il m'a guidée et soutenue, faisant preuve d'une grande disponibilité et me prodiguant de très nombreux conseils.

Je voudrais également exprimer ma profonde reconnaissance à M. Andrei Fedorov. Ses connaissances, théoriques sur l'environnement martien/vénusien, expérimentales sur l'instrumentation spatiale, informatique sur la programmation/traitement des données m'ont largement aidé dans la réalisation de cette thèse. Toujours disponible et faisant preuve d'une grande patience devant mon inexpérience dans ces domaines, il a constamment montré un grand intérêt pour mon travail et a toujours répondu avec beaucoup de patience à mes nombreuses sollicitations.

D'autres personnes ont également contribué à mener à bien ce travail. Merci à Nicolas Pene pour son aide précieuse concernant les questions informatiques et à tous les doctorants qui m'ont aidée

dans la mise en page de ce document. Merci également à M. Chastanet pour son aide dans la confection de tous mes posters.

Merci au membres du jury de thèse qui ont accepté d'évaluer mon travail et aux rapporteurs pour leurs remarques et commentaires détaillés sur le manuscrit.

Merci enfin au personnel administratif du CESR pour son aide apportée dans les multiples démarches administratives et notamment pour l'organisation des missions à l'étranger.

Enfin, j'aimerais saluer aussi l'ensemble des personnes que j'ai pu croiser de façon régulière ou ponctuelle pendant ces années passées au CESR et avec qui j'ai pu entretenir des rapports cordiaux et parfois amicaux.

Résumé

Les corps planétaires sans champ magnétique intrinsèque, mais possédant une atmosphère, possèdent une queue magnétosphérique comme celle observée à l'arrière des comètes. Ces queues magnétosphériques sont le résultat de l'interaction directe entre le vent solaire et l'ionosphère de ces planètes et leurs propriétés dépendent de ces deux facteurs. On s'attend à ce que les sillages martien et vénusien soient très similaires du fait de leur origine induite.

Une étude comparative partielle de ces deux planètes est aujourd'hui possible. En effet, ASPERA-3 à bord de Mars Express (MEX) est actuellement en orbite autour de Mars et ASPERA-4, réplique d'ASPERA-3, à bord de Vénus Express (VEX), en orbite autour de Vénus depuis Avril 2006. Ces expériences, construites en partenariat international avec une participation importante du CCSR, donnent la possibilité d'étudier et de comparer, au moyen d'une instrumentation identique, l'interaction des deux planètes avec le vent solaire. Toutes les mesures d'ions planétaires sont effectuées à l'aide des spectromètres de masse IMA (Ion Mass Analyser). Pour l'étude de Vénus, on utilise aussi les données magnétiques issues du magnétomètre MAG placé à bord de VEX. L'utilisation des données de vitesse et densité obtenues par le satellite ACE (Advanced Composition Explorer) au point L1 de la Terre a, quant à lui, permis de vérifier la valeur de ces paramètres, obtenus par VEX autour de Vénus. En ce qui concerne Mars, on a déduit la direction du champ magnétique interplanétaire grâce aux données obtenues simultanément à bord de l'orbiteur américain MGS (Mars Global Surveyor).

Il est maintenant admis qu'en l'absence d'obstacle magnétique efficace, comme c'est le cas sur la Terre, protégée par sa magnétosphère, les atmosphères des planètes telles que Mars et Vénus sont soumises à une érosion intense au contact du vent solaire. Les modèles prédisent un effet cumulé très important à l'échelle de milliard d'années, potentiellement capable de dissiper une atmosphère primitive dense, nécessaire au maintien de l'eau sous forme liquide. Cependant,

les mesures récentes de MEX montrent que si les échappements de l'atmosphère résultant de cette interaction sont importants, ils ne peuvent probablement pas expliquer la disparition des océans primitifs de Mars. A l'origine, Vénus devait également être recouverte d'eau, mais cette dernière s'est évaporée et le peu qu'il en reste (sous forme de vapeur) continue de s'en échapper comme en témoignent les taux d'échappement actuels de H et O calculés à partir des mesures de VEX. Cette thématique, qui nécessite d'aborder les planètes en tant que systèmes, constitués d'enveloppes en interaction mutuelle, avec à leur sommet le vent solaire, est fondamentale pour comprendre l'évolution des planètes telluriques en référence à la Terre.

1. Le problème "planétologique"

Il consiste à étudier de façon spécifique l'échappement des ions planétaires de Mars et Vénus. La résolution de ce problème passe par l'étude de la structure de cette interaction du vent solaire avec la planète ou plus précisément du couplage entre un vent de plasma rapide, sans collision, et un gaz neutre via des processus d'ionisation. En effet, cette interaction conduit à la formation d'un sillage rempli d'ions d'origine atmosphérique. La comparaison des environnements ionisés des deux planètes a révélé les similitudes et les différences dans les diverses régions plasma qui les entourent. Le calcul des taux d'échappement - ici échappement causé par l'interaction avec le vent solaire - permet de quantifier la perte atmosphérique et de mieux comprendre le rôle de ce type d'échappement dans la disparition de l'eau sur Mars et Vénus.

2. Le problème "physique"

Il consiste à étudier les mécanismes physiques responsables de l'échappement du matériel planétaire. L'étude de l'accélération des ions en fonction de différentes régions magnétosphériques révèlent des différences à l'origine de la répartition spatiale et énergétique des différents ions, observée dans les queues de Mars et Vénus. Les mécanismes d'accélération agissant dans la région centrale de la queue, la plasma sheet sont dus à la forte tension magnétique $\vec{j} \times \vec{B}$ et à un champ électrique de polarisation. La seconde région, plus externe est le siège d'une accélération par le champ électrique interplanétaire et à un champ électrique de séparation de charge.

Abstract

Planetary bodies without intrinsic magnetic field, but with substantial atmospheres, are known to possess cometlike "induced" magnetotails, consequence of indirect interaction between solar wind and planetary ionosphere. These magnetotails are the result of the "draping" of interplanetary magnetic field lines and of the atmospheric mass-loading and their properties depend on these two factors. The Venus and Mars wakes can be expected to be very similar because of their induced origin.

Nowadays, with a plasma package ASPERA-3 onboard of Mars Express (MEX) and identical ASPERA-4 onboard Venus Express (VEX), we can provide a comparative analysis of the interaction between solar wind and the two planets Mars and Venus. These international experiences were made in collaboration with the CESR. All investigations were made on the data of mass analyser IMA, the part of plasma package ASPERA-3/4. For the Venus study, the MAG magnetometer data was used, but for Mars we derived interplanetary magnetic field direction from MGS (Mars Global Surveyor) data.

It is now well known that the lack of an effective magnetic obstacle, unlike the Earth, protected by its magnetosphere, planetary atmospheres as the ones of Mars and Venus are eroded by solar wind. Models predict an important effect of the solar wind erosion over billion years able to make a primitive and dense atmosphere, required to maintain water under its liquid phase, disappear. However, recent MEX measurements have established that atmospheric escapes due to solar wind cannot explain by themselves, even if they are important, martian primitive ocean disappearance. At the beginning, Venus also may be covered by a liquid water layer which evaporated and present calculated escaping rates of H^+ and O^+ , by means of VEX data, confirm the unending loss of the venusian atmosphere. Thus the interaction between solar wind and

planetary bodies such as Mars and Venus is fundamental to understand the evolution of telluric planets with reference to the Earth.

1. "planetological" issue

It consists in the specific study of the martian and venusian planetary ions. This problem can be solved by the investigation of the structure of the interaction between the solar wind and the planets; and more precisely between a fast plasma wind, collisionless and a neutral gas via ionizing processes. Actually, this interaction creates a wake filled by ions of atmospheric origin. The comparison between both planets ionized environments has revealed similarities and differences in the various surrounding plasma regions. The calculation of escaping rates - due to the solar wind - allows to quantify the atmospheric loss and improve our knowledge about the role of a such escape in the martian and venusian water inventory.

2. "physical" issue

It consists in the study of physical mechanisms responsible of planetary materials escape. Ions acceleration investigations in different magnetospheric regions show differences at the origin of the spatial and energetic distribution of the ions observed in Mars and Venus tails. The acceleration mechanisms, acting in the central part of the tail - called the plasma sheet - are caused by $\vec{j} \times \vec{B}$ forces and by a polarization electric field. Acceleration by the interplanetary electric field and by a charge separation electric field occurs in a second region outside the plasma sheet.

Table des matières

Table des matières	13
Avant Propos	13
1 Introduction	17
1.1 Introduction	17
1.2 L'environnement plasma de Mars et Vénus	18
1.2.1 Mars et Vénus, des obstacles au vent solaire ?	18
1.2.1.1 Nature de l'interface entre le vent solaire et la planète	20
1.2.1.2 Structure fine de l'interface	26
1.2.2 Etude de la magnétosphère induite côté nuit	35
1.2.2.1 "Magnetotail"	35
1.2.2.2 "Magnetic Pile-Up Region"	37
1.2.2.3 "Plasma Sheet"	38
1.2.2.4 Accélération des particules dans la queue	39
1.2.2.5 Echappement iono/exosphérique des particules	40
1.3 Instrumentation et données utilisées	41
1.3.1 MARS : Mars Express et MGS	42
1.3.1.1 Mars Express	42
1.3.1.2 Mars Global Surveyor	45
1.3.2 VENUS : Venus Express	45

2	Echappement des particules planétaires - problème planétologique	49
2.1	Introduction : structure verticale des atmosphères de Mars et Vénus	51
2.1.1	Description générale de l'environnement atmosphérique	51
2.1.2	Physique et structure des atmosphères	56
2.2	Evolution comparative des atmosphères de Mars et Vénus	56
2.2.1	L'atmosphère de Vénus	57
2.2.2	L'atmosphère de Mars	58
2.2.3	Vue générale de l'histoire de l'évolution de l'atmosphère de Mars et Vénus	59
2.3	Les processus d'échappement	63
2.3.1	L'échappement thermique	64
2.3.1.1	L'échappement de Jeans	69
2.3.1.2	L'échappement hydrodynamique	70
2.3.2	L'échappement non-thermique	72
2.3.2.1	Les mécanismes collisionnels	72
2.3.2.2	Les mécanismes non-collisionnels	74
2.3.3	Conclusion	78
2.4	Les études d'échappement depuis Vénus avec VEX	81
2.4.1	Système de coordonnées, sélection des orbites et couverture spatiale	83
2.4.2	Reconstruction de la distribution des ions en masse et en énergie	85
2.4.3	Reconstruction de la distribution angulaire des ions	87
2.4.4	Vérification des calculs des paramètres plasma	89
2.4.5	Analyse des vecteurs vitesse	93
2.4.6	Séparation des ions H^+ planétaires de ceux du vent solaire	94
2.4.7	Calcul des taux d'échappement	94
2.4.8	Les résultats	97

3	Structure fine de la MWI (Magnetosphere-solar Wind Interface) de Vénus	103
3.1	Introduction	103
3.1.1	Définition des termes utilisés	104
3.1.2	Définition du problème	105
3.2	Les données et les méthodes d'analyse	107
3.2.1	Base de données et sélection des orbites	107
3.2.2	Repère et transformation	110
3.3	Etude de la région équatoriale	112
3.3.1	Exemples - Pénétration de plasma	112
3.3.2	Superposition des orbites	113
3.3.3	Explication de la pénétration avec l'analyse de de Hoffmann-Teller	116
3.3.4	Conclusion	121
3.4	Etude des régions polaires	122
3.4.1	Superposition des orbites	123
3.4.2	Nature de l'asymétrie, position et largeur de l'interface	126
3.4.3	Comparaison avec Mars	128
4	Mécanismes d'accélération et d'échappement	135
4.1	Comparaison des queues magnétosphériques de Mars et Vénus	135
4.1.1	Les données et les méthodes d'analyse	136
4.1.2	Forme et contenu des régions dépourvues de plasma solaire	137
4.1.3	Distribution énergétique des ions planétaires	138
4.1.4	Conclusions	141
4.2	Accélération des ions dans le cas de Vénus	142
4.2.1	Introduction	142
4.2.2	Répartition spatiale générale des ions planétaires sur Vénus	143
4.2.2.1	Observations	143
4.2.2.2	Cartographie énergétique des ions planétaires H^+ et O^+	144
4.3	Etude de la région centrale : la plasma sheet	148
4.3.1	Statistiques et observations	150
4.3.2	Interprétation	151
4.4	Etude de l'anneau	154
4.4.1	Statistiques et observations	154
4.4.2	Interprétation	155

5 Conclusions et études futures	159
Liste des figures	163
Liste des Tableaux	177
Liste des publications et communications	179

Avant Propos

La lumière du Soleil chauffe les corps du système solaire, ionise leur atmosphère, tandis que le vent solaire, expansion radiale de la couronne solaire, structure leur environnement ionisé.

Les corps du système solaire baignant dans ce vent solaire et interagissant avec lui sont extrêmement divers, allant des grains de poussière aux astéroïdes, comètes, planètes. Même si les interactions sont aussi extrêmement diverses, dépendant des propriétés du flot du vent solaire, de la nature de l'objet, et de sa taille relative aux échelles de plasma, elles relèvent toutes de mêmes processus de base.

Les corps les plus importants en taille peuvent produire des perturbations significatives du vent en écoulement supersonique. Ces dernières dépendent de la taille des corps, de leur conductivité électrique, de leur champ magnétique intrinsèque et de leur atmosphère. Les corps comme la Lune, qui sont fait de matériaux isolants et qui sont dénués d'atmosphère, n'interagissent que très faiblement, en absorbant essentiellement les particules du vent solaire incident et en créant un sillage sans plasma. Au contraire, les objets qui ont soit une atmosphère (par exemple, Mars, Vénus ou les comètes) et/ou un champ magnétique (par exemple, la Terre, Mercure et les planètes géantes) peuvent stopper le vent solaire, en formant un choc et une cavité, contenant leur propre matériel planétaire, qui s'allonge en une longue queue en direction antisolaire. Alors que les queues de plasma des comètes droites et orientées dans la direction opposée au Soleil sont facilement observables à proximité du Soleil, les queues des planètes sont trop ténues pour pouvoir être observées à distance, mais elles sont en partie responsables de l'accélération des particules qui produisent les aurores.

L'étude de l'interaction du vent solaire avec les planètes a donné naissance à une nouvelle discipline appliquée : la météorologie spatiale - ou comment le Soleil perturbe l'environnement terrestre et celui des autres planètes et comment ces perturbations induites peuvent être prédites. En outre, c'est sur des échelles de temps géologiques que le vent solaire peut éroder les atmosphères planétaires et contribuer à l'échappement de l'eau. Un bilan de cet effet est maintenant possible grâce aux orbiteurs européens de Mars et Vénus.

Le principal objectif de ce travail de thèse est d'étudier le couplage entre le vent solaire et les environnements martien et vénusien pour en déterminer les principales caractéristiques, tout en essayant d'établir quelles sont les conséquences de cette interaction sur l'échappement des atmosphères martienne et vénusienne, potentiellement responsable de la disparition d'eau liquide à leurs surfaces. La méthode utilisée à cette fin a consisté à analyser et à interpréter les données fournies par les expériences ASPERA-3 et ASPERA-4 placées à bord des orbiteurs planétaires européens Mars Express et Vénus Express. Cette thèse est le résultat d'un travail de trois ans sous la direction de J.A. Sauvaud et A. Fedorov au Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (CESR) à Toulouse, l'un des laboratoires impliqués dans le développement des expériences ASPERA-3/4 en particulier avec la calibration et la réalisation d'une partie de l'électronique des spectromètres de masse (IMA).

Ce mémoire de thèse comprend 4 chapitres :

Dans le **chapitre I**, nous présentons l'état des connaissances sur l'interaction du vent solaire avec les corps non-magnétisés comme Mars et Vénus, en décrivant les principales régions et frontières résultantes, ainsi que les interprétations permises par les missions antérieures et actuelles. Les principaux instruments des missions Mars Express et Vénus Express utilisés dans le cadre de ce travail sont aussi brièvement présentés.

Le **chapitre II** traite du problème planétologique de l'échappement des particules ; il décrit d'abord les conséquences climatiques possibles et le rôle qu'a pu avoir un tel échappement sur ces deux planètes, puis il traite des différents processus physiques d'échappement et donne enfin des estimations quantitatives obtenues expérimentalement sur Mars (Mars Express) et Vénus (Vénus Express) quant à l'échappement spécifique induit par le vent solaire.

Dans le **chapitre III**, nous étudions la structure fine de l'interface entre la magnétogaine et la magnétosphère induite sur Vénus. Nous décrivons les données et les méthodes d'analyse utilisées, puis nous expliquons les différentes caractéristiques observées (pénétration de plasma, asymétries) au niveau de différentes régions de cette interface dont nous estimons enfin la position et la largeur.

Dans ce dernier **chapitre IV**, nous tentons d'identifier les différents mécanismes physiques responsables de l'accélération et de l'échappement des ions planétaires dans différentes régions de la queue des magnétosphères de Mars et Vénus.

Chapitre 1 : Introduction

1.1. Introduction

1.2. Description de l'environnement plasma au voisinage de Mars et Vénus

1.2.1. Pourquoi Mars, Vénus (les comètes) sont des obstacles au vent solaire ?

- (i) Qu'est-ce que le vent solaire ?
- (ii) L'énergie des particules du vent solaire

1.2.1.1. Nature de l'interface entre le vent solaire et la planète

- a) Equilibre des pressions : pressions du vent solaire, magnétique et ionosphérique
- b) La configuration drapée et la formation d'une queue

1.2.1.2. Structure fine de l'interface entre le vent solaire et la planète

- a) Forme de la magnétosphère induite
- b) Position de la magnétosphère induite
 - (i) Influence de l'activité solaire sur la position des différentes frontières
 - (ii) Influence de l'orientation de l'IMF
 - (iii) Influence de la vitesse du vent solaire

1.2.2. Etude de la magnétosphère induite

1.2.2.1. "Magnetotail" ou queue ionosphérique

1.2.2.2. "Magnetic Pile-Up Region" ou région d'empilement magnétique

1.2.2.3. "Plasma Sheet/Current Sheet" ou couche de courant

1.2.2.4. Accélération des particules

1.2.2.5. Echappement des particules de l'ionosphère et de l'exosphère

1.3. Instrumentation et données utilisées

1.3.1. Mars : Mars Express et MGS

1.3.1.1. Mars Express

- (i) Spectromètre IMA
- (ii) Spectromètre ELS

1.3.1.2 Mars Global Surveyor

1.3.2. Vénus : Vénus Express

- (i) Magnétomètre MAG
-

Chapitre 1

Introduction

1.1 Introduction

Le vent solaire a été exploré in-situ par de nombreuses sondes spatiales, depuis l'orbite interne de Mercure jusqu'à des distances très lointaines au delà de Neptune. La dernière décennie correspond à une explosion de données spatiales, et le vent solaire est maintenant mesuré en détails au voisinage de la Terre. La distribution des corps présents dans le vent solaire est très hétérogène, depuis les particules de poussière libérées par les comètes et autres corps (ou produites par la collision entre astéroïdes) jusqu'aux corps les plus massifs comme la Lune et les planètes. La plupart de ces corps et leur environnement ont d'abord été étudiés au travers de leurs émissions, avec des méthodes de plus en plus sophistiquées, dans des gammes de longueur d'onde allant de la radio jusqu'aux rayons X et récemment les explorations spatiales nous ont permis de les étudier in-situ en détails.

A l'exception de Mars et Vénus, les planètes explorées jusqu'à aujourd'hui possèdent un important champ magnétique intrinsèque : une dynamo interne. La Terre, Jupiter et Saturne ont des champs magnétiques dipolaires dont l'axe magnétique est proche de leur axe de rotation. Les régions conductrices responsables de la dynamo sont faites de fer (dans le cas de la Terre) ou d'hydrogène métallique (cas de Jupiter ou de Saturne). Les planètes sont caractérisées par leur masse, leur taille, leur atmosphère et leur composition interne. Dans cette thèse nous nous concentrerons cependant sur les propriétés cruciales du point de vue de l'interaction du vent solaire avec la planète : la présence d'un champ magnétique intrinsèque, la conductivité

ionosphérique, la hauteur d'échelle atmosphérique. La figure 1.1 récapitule schématiquement les différents types d'interaction en fonction de la nature de l'obstacle planétaire.

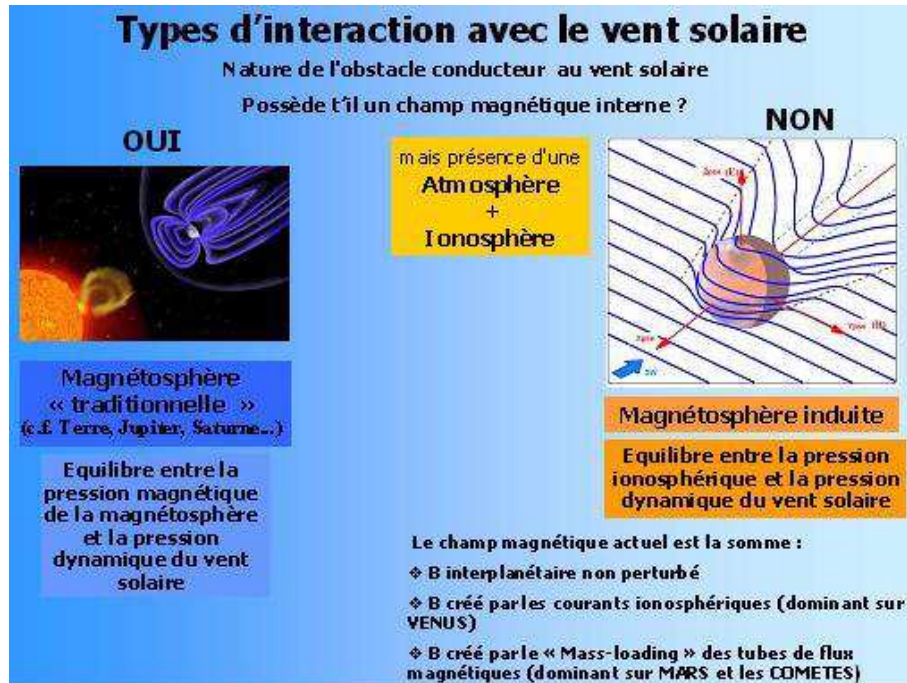


FIG. 1.1 – Les différents types d'interaction du vent solaire selon la nature de l'obstacle planétaire rencontré.

1.2 L'environnement plasma au voisinage de Mars et Vénus

1.2.1 Pourquoi Mars, Vénus (les comètes) sont-elles des obstacles au vent solaire?

QU'EST-CE QUE LE VENT SOLAIRE ?

Le vent solaire est un écoulement de plasma constitué d'ions et d'électrons éjectés de la haute atmosphère du Soleil. Dans le système solaire, la composition du plasma solaire est identique à celle de la couronne solaire : 95% d'hydrogène (H^+), 4% d'hélium (He^{++}) et 1% d'ions lourds. Le Soleil perd environ 1×10^9 kg de matière par seconde sous forme de vent solaire. Dans la couronne surchauffée du Soleil (10^6 K), les atomes sont ionisés, et conservent leur charge dans l'héliosphère.

Ce plasma est expulsé à une vitesse de 400 à 800 kms^{-1} . Les écoulements de vent solaire sont rapides dans les trous coronaux, généralement situés au niveau des pôles solaires où les lignes de champ magnétiques sont ouvertes et lents au niveau du plan équatorial.

Comme la densité d'énergie cinétique du plasma du vent solaire est supérieure à la densité d'énergie magnétique en un même endroit et comme le plasma est non collisionnel, on dit que le champ magnétique est "gelé" dans le plasma. A cause de la combinaison du mouvement radial des particules et de la rotation du Soleil, les lignes de champ magnétiques forment une spirale dite de Parker (voir figure 1.2).

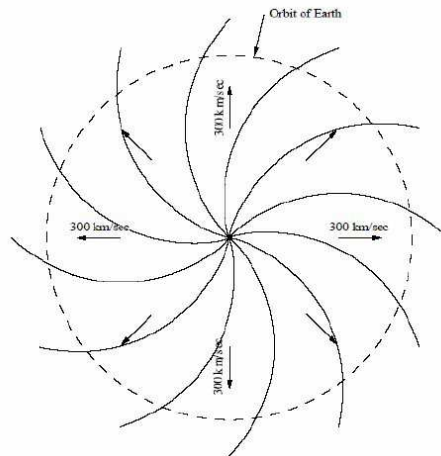


FIG. 1.2: *Expansion radiale du vent solaire due à la rotation du Soleil et représentation 2D du champ magnétique en spirale (spirale de Parker).*

L'ÉNERGIE DES PARTICULES DU VENT SOLAIRE

Connaissant les températures des hautes atmosphères martienne et vénusienne et celle du Soleil, on peut calculer les énergies des ions et électrons qui s'y trouvent et forment le plasma. Cependant, une partie des ions et les électrons du milieu observés dans l'espace sont accélérés par des processus électromagnétiques et peuvent se déplacer à des fractions non négligeables de la vitesse de la lumière ($300\,000\ \text{kms}^{-1}$). Le tableau 1.1 donne quelques valeurs d'énergie pour diverses particules des milieux spatiaux.

Energies	Particules
0.1 à 10 eV	Energie des ions ionosphériques ($T = 0.1 - 0.3 \text{ eV}$)
<100 eV	Energie des électrons dans le vent solaire Vitesse thermique = $2\,650 - 4\,200 \text{ km s}^{-1}$
5 à 100 eV	Energie des électrons ionosphériques
0.5 à 1 keV	Energie des ions planétaires dans la plasma sheet
1 keV	Energie des protons du vent solaire (Vitesse d'ensemble = 430 km s^{-1}) Température des H^+ du vent solaire : $40 - 110 \text{ eV}$ ($468\,800 \text{ K} - 1\,289\,200 \text{ K}$) Vitesse thermique des H^+ du vent solaire : $90 - 150 \text{ km s}^{-1}$ Densité des H^+ du vent solaire : $5 - 90 \text{ cm}^{-3}$
0 à plusieurs keV	Energie croissante des protons dans la queue magnétosphérique de Mars et Vénus
4 keV	Energie des atomes de He^{++} du vent solaire
1 à 10 keV	Energie des ions "pick-up" (voir chapitre II.3.2.2.a))

TAB. 1.1: Quelques repères énergétiques.

1.2.1.1 Nature de l'interface entre le vent solaire et la planète

L'interaction d'un objet avec le vent solaire dépend des caractéristiques de ce dernier et en particulier de:

- Sa taille, comparée aux échelles plasma ;
- Sa nature physique et la nature de son environnement ;
- Son champ magnétique intrinsèque.

Dans notre cas, pour l'étude de Mars et Vénus, on se place donc dans le contexte suivant (voir figure 1.1) :

- Les objets sont grands (plus grands que les girorayons des ions) donc le champ magnétique interplanétaire entre en jeu dans l'interaction ;
- Les deux corps ne possèdent pas de champ magnétique interne important ;
- Les deux corps possèdent une ionosphère conductrice.

a) Equilibre des pressions : pression du vent solaire - pression magnétique - pression ionosphérique

Les différents scénarios possibles pour l'interaction d'un corps non-magnétisé, possédant ou non une atmosphère, avec le vent solaire sont schématiquement représentés par la figure 1.3. Dans le cas d'un corps isolant comme la Lune (**Remarque** : La Lune n'est pas complètement un corps non-magnétique ; des régions magnétisées ont récemment été observées par les missions lunaires japonaise et indienne. Cependant, elle ne semble pas présenter de dynamo interne), aucun courant

ne peut s'écouler dans le corps, il ne réagit donc pas au champ magnétique du vent solaire qui peut le pénétrer sans être affecté. Dans le cas d'un corps conducteur, le temps de diffusion magnétique à travers le corps est beaucoup plus long que le temps mis par le vent solaire pour parcourir une distance comparable au diamètre de la planète. Comme le champ magnétique est gelé dans le plasma du vent solaire, ce dernier doit ralentir à l'avant du corps. Le plasma ralentissant, les lignes de champ s'empilent et comme le champ magnétique continue d'être convecté par le flot du vent solaire non-perturbé sur les côtés, les lignes de champ se courbent autour de l'objet pour former une queue magnétique en aval. Mars et Vénus ne possèdent pas de champ magnétique interne mais une ionosphère dont la conductivité est élevée à haute altitude. Le champ magnétique du vent solaire ne peut donc pas pénétrer dans les planètes et par conséquent, il s'enroule autour des ionosphères conductrices.

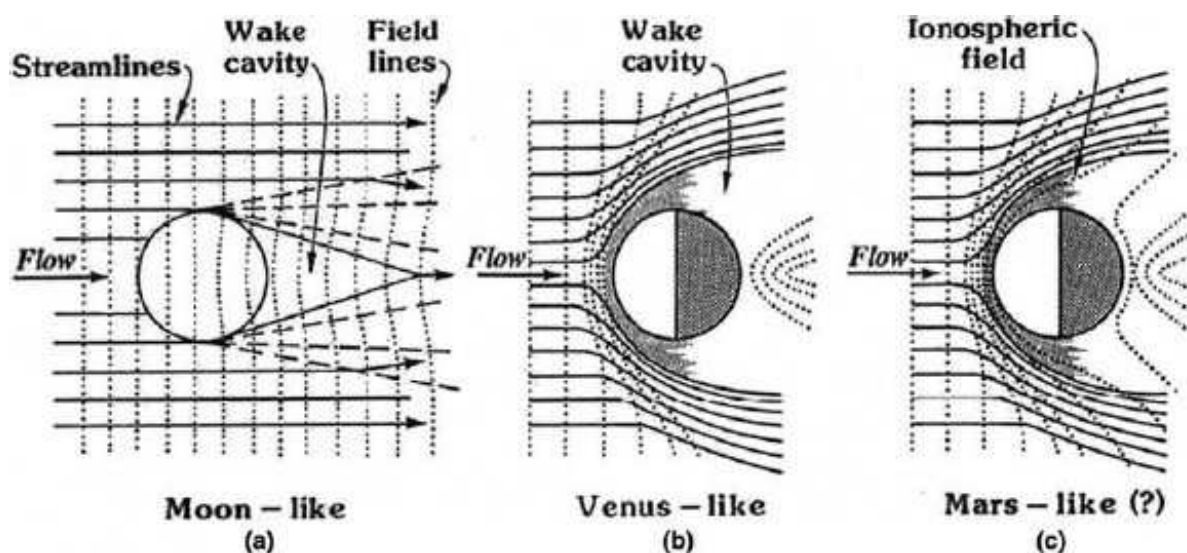


FIG. 1.3 – Illustration d'interactions de plus en plus fortes du vent solaire avec des objets planétaires non-magnétisés connus. La Lune (sans champ magnétique intrinsèque et sans atmosphère) (a) interagit faiblement avec le vent solaire et joue le rôle d'absorbeur. Sur Vénus (b), la présence d'une ionosphère rend la planète impénétrable au vent solaire. Elle constitue alors un obstacle qui cesse d'être impénétrable quand la pression dynamique du vent solaire dépasse la pression ionosphérique à l'exobase (c) [Luhmann, 1991].

L'annulation du champ magnétique au voisinage de la planète est assurée par les courants qui se déplacent au sommet de l'ionosphère, formant une frontière complexe appelée ionopause. Dans la direction du Soleil, l'ionopause est située à une distance telle que la pression dyanmique du vent solaire : $\rho_{SW}V_{SW}^2$ soit équilibrée par celle des particules de l'ionosphère. Dans le processuss d'interaction mentionné précédemment, où le champ magnétique s'empile, servant de "coussin",

la pression magnétique : $\frac{B^2}{2\mu_0}$ du côté du Soleil - à peu près égale à $\rho_{SW}V_{SW}^2$ - s'équilibre avec la pression ionosphérique. On a donc le système d'équilibre des pressions suivants :

$$\text{Pression cinétique ou dynamique du vent solaire } (\rho V^2) = \text{Pression magnétique } \left(\frac{B^2}{2\mu_0}\right)$$

$$\text{Pression magnétique } \left(\frac{B^2}{2\mu_0}\right) = \text{Pression ionosphérique } \sim nk_B T$$

La figure 1.4 est une coupe de l'interaction montrant la formation du "coussin" magnétique [Vaisberg et al., 1990] et l'équilibre entre les pressions cinétique du vent solaire, magnétique et ionosphérique.

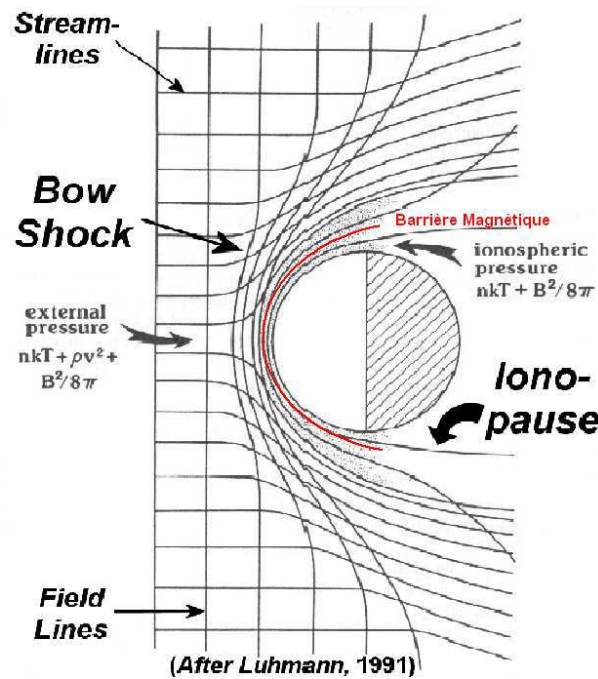


FIG. 1.4 – Illustration de l'équilibre des pressions entre la pression dynamique du vent solaire, la pression magnétique et la pression thermique de l'ionosphère [Luhmann, 1991].

La barrière magnétique est la région où la pression magnétique domine toutes les autres pressions. Cette barrière se forme dans la région interne, côté jour de la magnétogaine. Le moment cinétique du vent solaire est alors transféré à l'ionosphère [Luhmann, 1986; Zhang et al., 1991]. Lorsque la pression ionosphérique devient dominante, il y a formation d'une ionopause, un brutal gradient de densité et de pression du plasma apparaît entre la barrière magnétique et l'ionosphère

(figure 1.5) et sépare la barrière magnétique du plasma ionosphérique [Phillips et Mc Comas, 1991]. Le résultat est que le champ magnétique et le plasma d'origine solaire tendent à être exclus de la région limitée par l'ionopause.

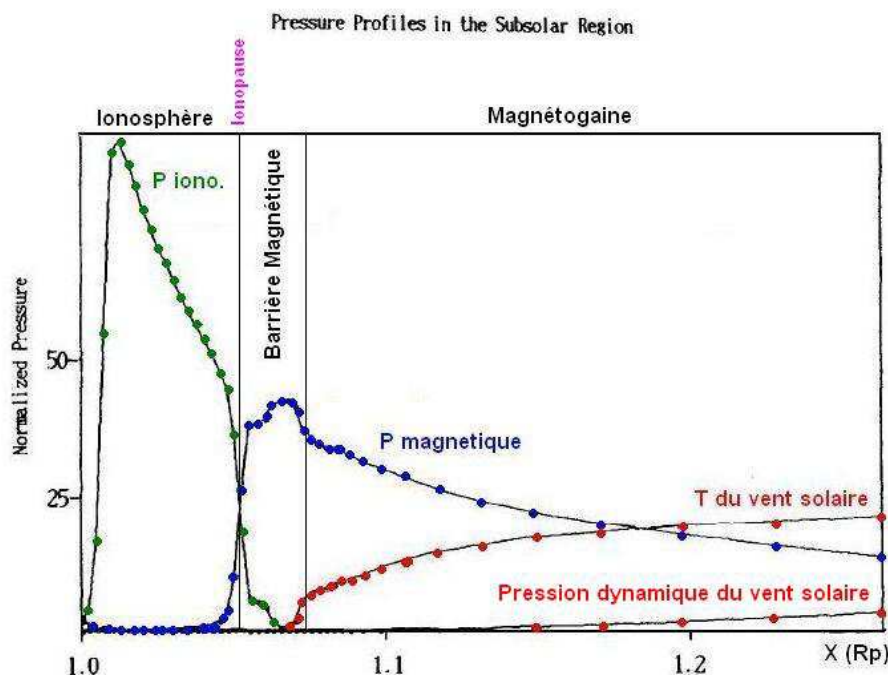


FIG. 1.5 – Structure de la région d'interaction entre le vent solaire et l'ionosphère : la barrière magnétique (région subsolaire). Les courbes rouges caractérisent la pression dynamique du vent solaire ρV_{SW}^2 et la "température" du vent solaire $\sim nk_B T_{SW}$, la courbe bleue est la pression magnétique proportionnelle à $\frac{B^2}{2}$ et la courbe verte représente la pression ionosphérique $\sim nk_B T_{iono}$. L'axe horizontal correspond à la ligne Soleil-planète. L'unité est le rayon planétaire (R_P) (Extrait de Tanaka, [2000]).

Cette interaction induit la formation d'une magnétosphère très étendue, en forme de queue, conséquence à la fois des courants ionosphériques et de l'enrichissement en masse du vent solaire (conservation de la quantité de mouvement : cf. page 25).

b) La configuration drapée et la formation d'une queue

Quand le vent solaire s'approche d'un corps conducteur, tel une ionosphère planétaire (figure 1.6(a)), avec un champ magnétique non-perturbé B_{IMF} et un vecteur vitesse V_{SW} , les lignes de champ initiales non-affectées, vont être courbées à mesure qu'elles se rapprochent de l'obstacle (figure 1.6(a+b)). S'il n'y a pas de "friction" ou de freinage provoqué par l'ionosphère, les lignes

de champ glissent autour de la planète puis réaccélèrent et reprennent leur configuration initiale. La figure 1.6(a) schématise le drapé des lignes de champ produit uniquement par un phénomène d'induction. Le drapé est dû au fait que le champ magnétique B_{IMF} s'empilant en amont de la planète génère des courants dans l'ionosphère qui finalement empêchent le champ de pénétrer à l'intérieur du corps car ces derniers induisent à leur tour un champ annulant le précédent (phénomène d'induction).

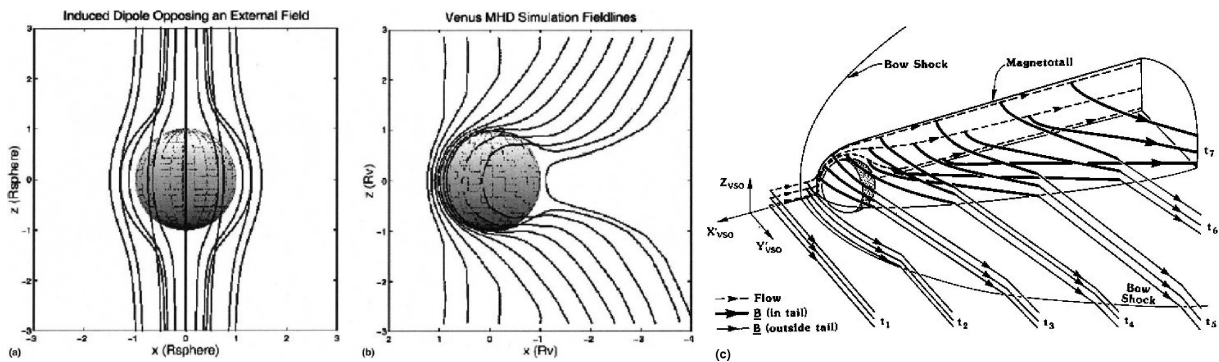


FIG. 1.6 – (a) Illustration de la configuration du champ magnétique à l'extérieur d'une sphère conductrice : résultat du phénomène d'induction classique - dans ce cas un champ externe a été "allumé". Le champ dipolaire induit à l'intérieur de la sphère entraîne le drapé du champ externe autour de la sphère. (b) Illustration comparative du drapé des lignes de champ dans une simulation de l'interaction du vent solaire avec une sphère conductrice représentant l'ionosphère de Vénus [Luhmann, 2004]. (c) Illustration schématique de la formation d'une queue magnétosphérique dans le cas de l'interaction du vent solaire avec une planète non-magnétique. Les lignes de champ du vent solaire sont convectées jusqu'au plus près de la planète, ralentissent en passant la planète et s'étendent ensuite très loin à l'arrière [Saunders et Russel, 1986].

En revanche, si près de la planète, le flot est ralenti, le champ magnétique qui connecte les régions rapides et lentes doit forcément se déformer comme le montre la figure 1.7, ce qui conduit à la formation d'une queue magnétosphérique. En effet, à mesure que le flot s'éloigne du corps, les lignes vont être étirées en direction du vecteur V_{SW} comme si elles restaient accrochées à la face côté jour (figures 1.7 et 1.6(c)). De cette façon, une queue magnétique se forme comme conséquence de ce "draping" (terme anglais qui signifie enroulement).

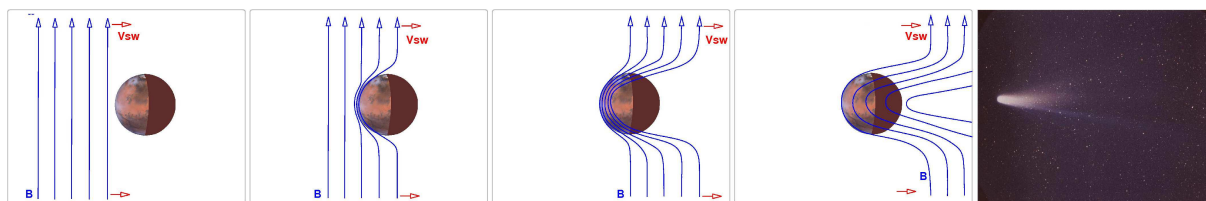


Figure 1.7: La description la plus simple de l'interaction globale du vent solaire avec un corps conducteur, tel qu'une ionosphère planétaire, a été proposée par Alfvén [1957], qui a relié la présence des queues cométaires de type I (queue de plasma) aux lignes de champ magnétiques interplanétaires "drapées" autour de la tête plasma d'une comète. Alfvén est le premier à expliquer l'interaction d'une comète avec le vent solaire en terme d'un alourdissement ("mass loading") de l'écoulement de ce plasma d'origine solaire, par le plasma cométaire.

La figure 1.7 dans son ensemble illustre schématiquement le principe de "draping" ainsi que la formation d'une queue magnétosphérique due à la diffusion des lignes de champ dans l'ionosphère mais aussi au "mass-loading". Ce phénomène d'alourdissement a été introduit pour la première fois par Alfvén [1957]. L'ionisation de l'exosphère (partie non collisionnelle de l'atmosphère qui correspond à sa partie haute) est produite par les photons solaires, par les électrons du vent solaire, ainsi que par les réactions d'échange de charge entre les protons du vent solaire (ou les ions planétaires) et les atomes neutres de la haute atmosphère de Mars/Vénus. Les ions nouvellement créés sont accélérés ou "picked up" et entraînés par le vent solaire. Ces processus d'échappement affectent l'écoulement du vent solaire auquel ils prennent l'énergie et la quantité de mouvement nécessaires à l'accélération des ions nouvellement créés tout en augmentant la masse volumique du vent solaire. Ce processus est appelé: "mass loading" ([Alfvén, 1957 ; Harwit et Hoyle, 1962 ; Biermann et al., 1967]).

"Mass loading" et ionosphère conductrice agissant ensemble pour former les queues magnétosphériques induites, il est difficile à priori de se rendre compte de leur importance respective. Cependant, on constate que Mars a une exosphère d'hydrogène très étendue qui permet d'alourdir et de freiner le vent solaire incident assez loin de l'ionosphère. Le résultat est que la magnétosphère induite martienne est plus grande que la magnétosphère vénusienne en terme de rayon planétaire. Pour Mars, l'effet dominant sera donc celui du "mass loading" alors que sur Vénus, c'est le côté conducteur qui prédomine. Ainsi, Mars se "rapproche" davantage des comètes que Vénus.

1.2.1.2 Structure fine de l'interface entre le vent solaire et la planète

En l'absence de champ magnétique intrinsèque, l'atmosphère et l'ionosphère de Mars et de Vénus font directement écran à l'écoulement du vent solaire. Une onde de choc se forme séparant une région en amont où l'écoulement est supersonique, d'une région en aval, la magnétogaine où l'écoulement est subsonique. La forme et la position du choc planétaire sont déterminées par les paramètres du vent solaire et par la taille et la forme de l'obstacle ; l'étude de ce choc planétaire apporte alors des informations sur l'interaction du vent solaire avec l'obstacle planétaire.

Il a fallu cependant attendre la sonde spatiale Mars Global Surveyor (MGS, 1997) pour montrer sans ambiguïté que Mars ne possédait plus de dynamo active mais conservait néanmoins des champs magnétiques rémanents localisés [Acuña *et al.*, 1998]. Par conséquent, les interactions du vent solaire avec Mars et Vénus sont pratiquement similaires et on s'attend donc à trouver des structures environnementales semblables autour de ces deux planètes.

En caractérisant le type d'interaction entre le vent solaire et Mars, la sonde MGS a aussi observé la présence d'une barrière magnétique, nommée MPB ("Magnetic Pileup Boundary"), au-dessus de l'ionosphère de la planète. Cette barrière avait déjà été déterminée lors de missions précédentes, comme avec la mission Phobos-2, mais portait une appellation différente. C'est une frontière plasma permanente, fine et abrupte, située du côté jour entre le choc (BS) et la frontière ionosphérique, appelée "ionopause" ou "photo-electron boundary" (PEB) (Voir figure 1.8). Cette barrière d'empilement magnétique, sépare la magnétogaine avec son plasma chauffé et "turbulent" de la région d'empilement magnétique MPR ("Magnetic Pileup Region"). Elle a d'abord été observée autour de la comète Halley [Mazelle *et al.*, 1989,1991] puis autour de Mars et le réexamen de Pioneer Venus Orbiter (PVO) [Bertucci *et al.*, 2003b] a permis de la mettre en évidence autour de Vénus.

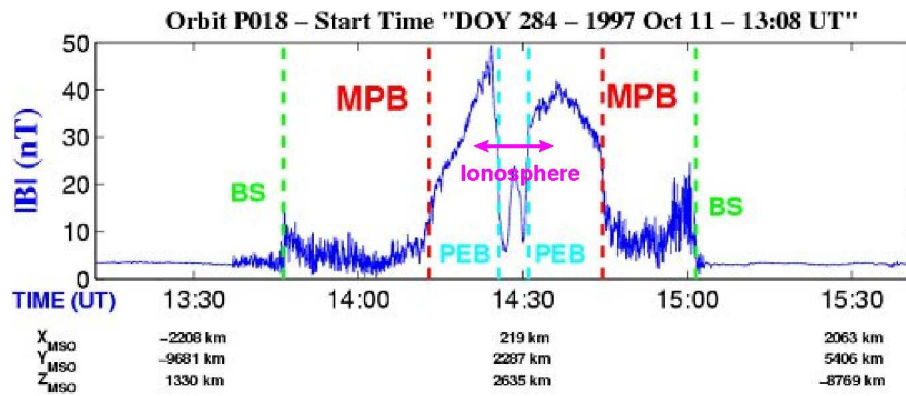


FIG. 1.8 – Données magnétiques obtenues par MGS lors de l'orbite du 11 Octobre 1997 autour de Mars [Mazelle et al., 1998].

Les observations de l'expérience MAG/ER à bord de MGS ont montré que, bien qu'il y ait toujours un gradient sur la magnitude du champ magnétique au niveau de la MPB, celui-ci ne se manifeste pas toujours sous la forme d'un saut abrupt. Cependant, en plus du gradient de $|B|$, deux autres signatures simultanées caractérisent toujours la MPB :

- une forte diminution de la variabilité de la magnitude et de l'orientation du champ magnétique par rapport à la magnétogaine ;
- une abrupte décroissance sur les flux d'électrons suprathermiques, associés à un "refroidissement" de la fonction de distribution, à mesure que la densité d'électrons froids augmente lorsqu'on se rapproche de la planète

La figure 1.9 montre une traversée de MPB et de BS par MGS lors d'une orbite proche du plan du terminateur entre 600 km ($0.18 R_M$) et 5430 km ($1.60 R_M$) d'altitude. Les trois panneaux du haut montre le champ magnétique exprimé en coordonnées MSO sphériques : θ est l'élévation sur le plan orbital de Mars, φ est l'azimut (0° vers le soleil). Le troisième panneau montre la magnitude du champ magnétique. Le dernier panneau montre les flux d'électrons pour quatre niveaux d'énergie. La MPB y est clairement identifiable : elle est traversée autour de $07:02 \text{ TU}$, à 1180 km d'altitude. Les trois signatures mentionnées précédemment sont présentes dans cet exemple :

- $|B|$ passe de 10 nT à $25-30 \text{ nT}$ en moins de 1 minute (une variation de $\sim 100 \text{ km}$ d'altitude).
- Les fluctuations sur B_θ et B_φ diminuent considérablement.
- Les flux d'électrons suprathermiques décroissent d'un ordre de grandeur.

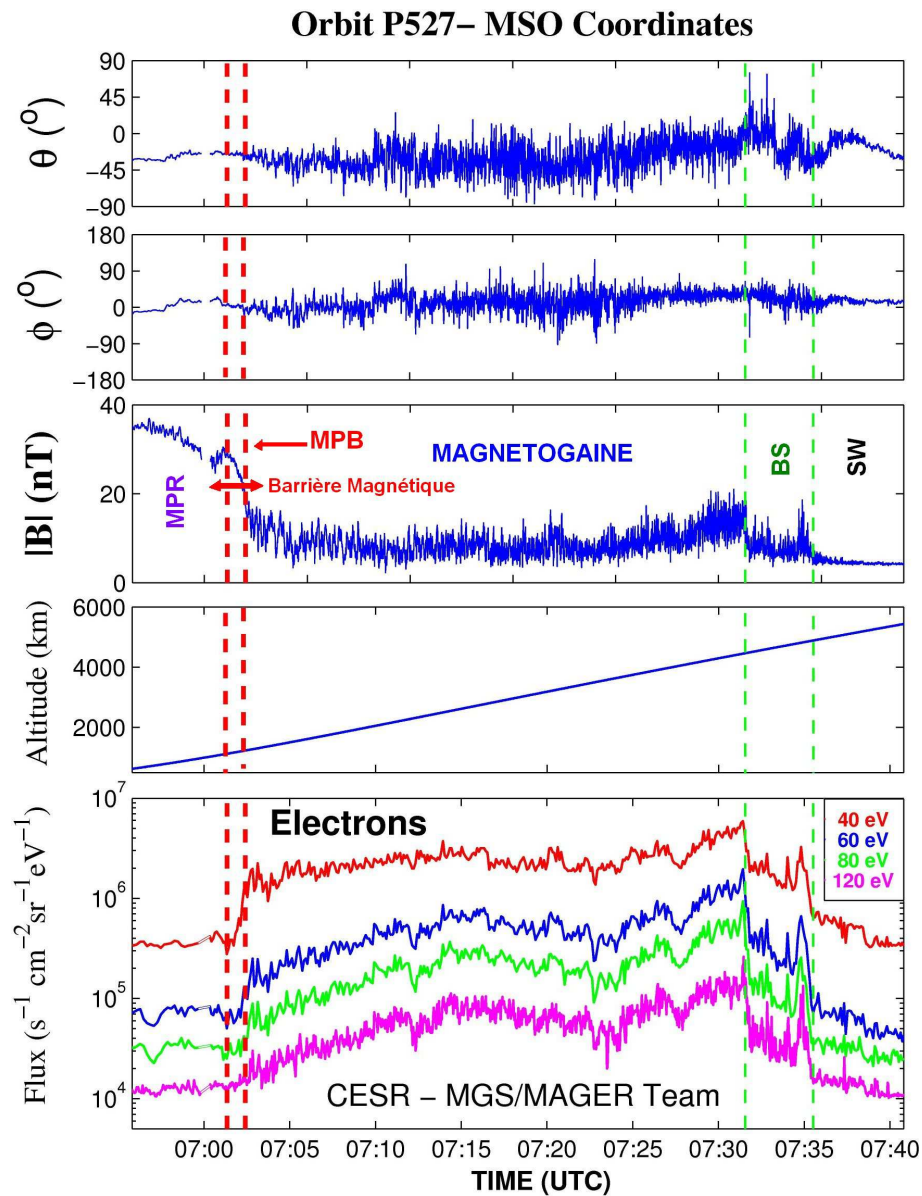


FIG. 1.9 – Données magnétiques (3 panneaux supérieurs), d'altitude et spectrogrammes d'électrons (panneau inférieur) obtenues par MAG/ER (MGS) pour une orbite proche de plan du terminateur [Bertucci et al., 2003].

a) Forme de la magnétosphère induite

Ainsi, comme le schématise la figure 1.10 l'interaction entre le vent solaire et Mars/Vénus conduit à la formation de deux frontières plasma permanentes, le choc et la barrière d'empilement magnétique (MPB).

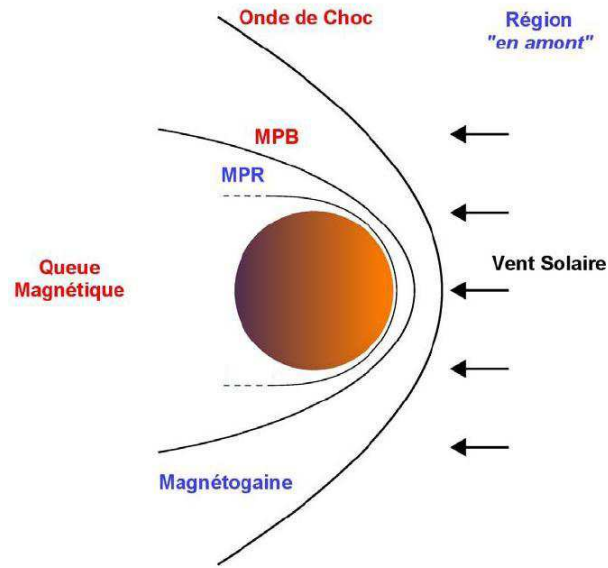


Figure 1.10: Schéma de la structure fine de l'interface entre le vent solaire et Mars/Vénus [Bertucci et al., 2003].

De fait, la MPB a reçu différentes appellations en fonction des paramètres qui permettaient de la déterminer : "planétopause" [Trotignon et al., 1996], "magnétopause" [Lundin et al., 1989], "protonopause" [Sauer et al., 1995] et "Ion Composition Boundary" [Breus et al., 1991]. Mais le nom de "Magnetic Pileup Boundary" (MPB) a été introduit après l'interprétation des données de MGS qui a montré que l'interaction du vent solaire avec Mars était semblable à celle des comètes et non à celle de la Terre. Les caractéristiques magnétiques de cette frontière ayant été observées par la sonde Giotto autour de la comète Halley, on décida de lui attribuer un nom rappelant ses similarités magnétiques : MPB [Mazelle et al., 1989]. Mais, ce nom ne fait référence qu'au champ magnétique sans donner d'indication sur la physique de la frontière. Par ailleurs, depuis les récentes expériences de Mars Express (MEX), le terme d'"Induced Magnetosphere Boundary" a souvent été utilisé caractérisant, quant à lui, le changement plasma au niveau de cette interface.

Les derniers ajustements de la position de la MPB martienne (figure 1.11) sont ceux de Trotignon et al. [2006] obtenus à partir des observations de MGS et de Phobos-2. On utilise un repère cylindrique défini par les composantes : (1) \hat{X} pointe vers le Soleil, (2) $\sqrt{Y^2 + Z^2}$ qui est la distance perpendiculaire à l'axe \hat{X} .

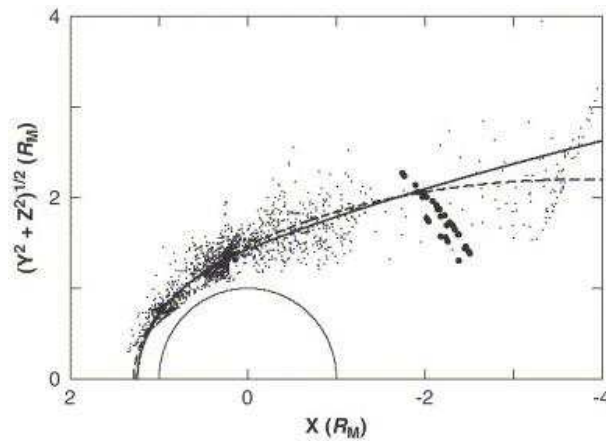


FIG. 1.11 – Traversée de la MPB martienne par Phobos-2 (gros points) et par MGS (petits points) ; la ligne en pointillée correspond au modèle de Vignes et al., [2000] et la ligne solide correspond au modèle de Trotignon et al., [2006]. L'unité R_M correspond au rayon martien.

Pour Vénus, les dernières déterminations de la forme des frontières sont représentées sur la figure 1.12. Elles ont été obtenues par Zhang et al., [2008] au moyen des données magnétiques de Vénus Express et sont quelque peu différentes des valeurs antérieures (comparaison des distances aux positions subsolaires et au terminateur avec le modèle de Tatrallyay et al. [1983] utilisant les données de Pioneer Venus Orbiter). Le système de coordonnées utilisées est identique au précédent.

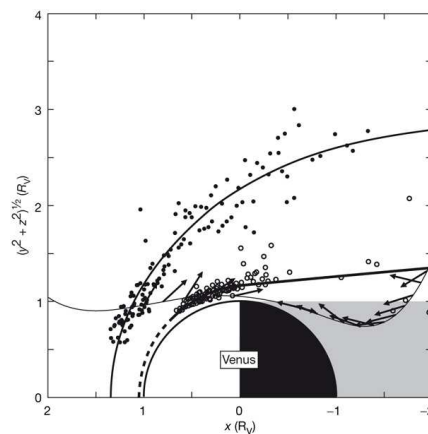


FIG. 1.12 – Position du choc et de la MPB sur Vénus. Les points représentent les traversées du choc et la ligne en est le meilleur ajustement. Les cercles sont les traversées de la MPB et la ligne en pointillée qui se termine en ligne solide est le meilleur ajustement de ces points. La région ombrée représente l'ombre optique de la planète. La ligne fine est la trajectoire le long de laquelle la direction et la longueur des flèches sont proportionnelles au champ magnétique projeté dans ce plan [Zhang et al., 2008].

b) Position de la magnétosphère induite en fonction des conditions du vent solaire

Vignes et al., [2000] ont déterminé une position moyenne de cette frontière à partir d'observations de ses nombreuses traversées par la sonde MGS. Le point subsolaire correspondant à la frontière moyenne a été déterminé à $1.29 R_M$ (valeur corrigée à $1.25 R_M$ par [*Trotignon et al., 2006*]) et la position au niveau du terminateur est de $1.47 R_M$ (valeur corrigée à $1.44 R_M$ par [*Trotignon et al., 2006*]). Toutefois, la position de la magnétosphère induite est soumise à des variations. Cette position moyenne est tracée sur les figures présentées précédemment à la fois sur Mars (figure 1.11) et sur Vénus (figure 1.12) pour comparer les résultats issus des modèles (représentés par des lignes solides ou en pointillées) aux résultats issus des observations (représentées par des points). La MPB est plus ou moins bien observée dans les simulations hybrides, bi-fluides ou MHD¹ et témoigne du drapé du champ magnétique autour d'un obstacle non-magnétisé ayant une ionosphère. Par la suite, nous répertorierons les variations de la position de cette frontière avec l'angle entre le champ magnétique interplanétaire et la direction du vent solaire, l'influence de la vitesse du vent solaire ainsi que l'influence de la phase du cycle solaire.

INFLUENCE DE L'ACTIVITÉ SOLAIRE SUR LA POSITION DES DIFFÉRENTES FRONTIÈRES

Jusqu'en 2005, aucune modélisation de la réponse de l'environnement martien aux différentes phases d'activité du Soleil n'avait été réalisée. Pourtant le comportement de l'environnement plasma au voisinage de Mars pour des phases d'activité maximum et minimum a été décrit d'après des mesures in-situ. Les couronnes neutres d'hydrogène et d'oxygène présentes autour de Mars et Vénus varient avec l'activité solaire et le flux solaire EUV est plus important en condition d'activité maximum, aussi les fréquences d'ionisation vont également changer. Elles augmentent pour des conditions solaires maximales (les fréquences de photoionisation pour tout le spectre ultra-violet et pour différentes conditions solaires sont données par [*Banks et Kockarts, 1973*]). Ainsi les variations des densités d'hydrogène et d'oxygène atomique de l'exosphère dues aux variations de fréquences de photoionisations peuvent induire des changements significatifs dans le modèle global de l'interaction du vent solaire avec Mars ou Vénus.

¹Dans les simulations hybrides ou MHD, il est impossible d'avoir accès au flux d'électrons suprathermiques, et les diminutions des variations de la direction du champ magnétique sont également difficilement observables car d'une part la résolution spatiale n'est pas suffisante et d'autre part car il y a de nombreuses fluctuations liées à la discrétisation des ions dans les modèles hybrides. Dans les simulations, la barrière d'empilement magnétique est identifiée par une augmentation du champ magnétique et par un changement de composition du plasma (voir les simulations bi-fluides de [*Sauer et al., 1994*] hybrides de [*Kallio et Janhunen, 2001* ; *Kallio et al., 2005* ; *Modolo et al., 2005*]).

Sur la figure 1.13, déduite des simulations numériques récentes de *Modolo et al. [2005]*, on voit très clairement que la position de la barrière d'empilement magnétique ne varie presque pas avec les différentes phases d'activité solaire, en accord avec les précédentes études observationnelles de *Vignes et al. [2000]*. Des différences mineures sont à noter sur la densité en haute et basse période d'activité solaire, excepté pour le côté nuit où la densité plasma en maximum solaire est 6 fois plus importante qu'en condition de minimum solaire. Cette différence est essentiellement due à la variation de la production ionique planétaire.

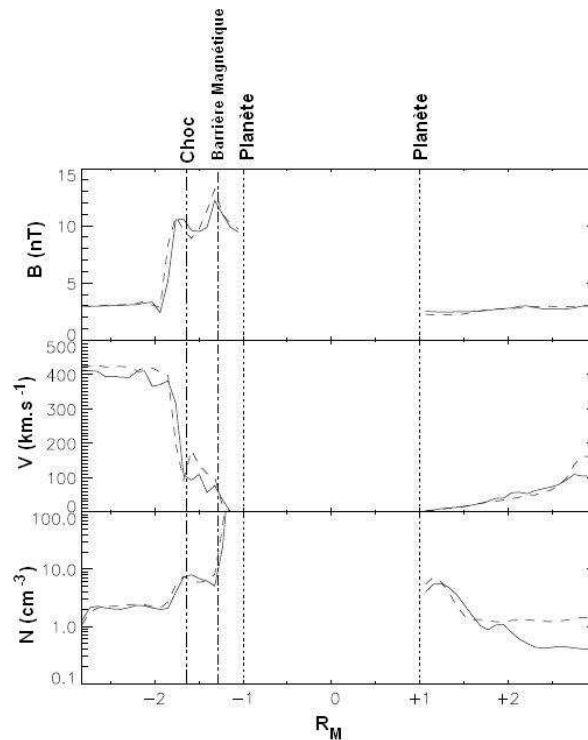


FIG. 1.13 – Les variations du champ magnétique total, de la vitesse d'ensemble et de la densité plasma totale suivant la direction Soleil-Mars sont données. Les valeurs pour une activité solaire minimum (maximum) sont présentées par les courbes pleines (discontinues). Les lignes verticales discontinues représentent respectivement les positions subsolaires du choc planétaire et de la barrière d'empilement magnétique déterminées à partir des observations de MGS [Modolo et al., 2005].

Ainsi, pour Mars, les paramètres plasmas ne changent pas fondamentalement avec la phase d'activité solaire. Plus particulièrement, la position de la barrière d'empilement magnétique est indépendante du cycle solaire, contrairement au cas de Vénus où sa position varie légèrement (voir tableau 1.2). En effet, l'altitude de la barrière magnétique est plus faible lors de conditions solaires minimales à cause d'une ionosphère moins étendue, résultat d'une ionisation solaire moins intense (figure 1.14). La largeur de la barrière magnétique ne varie pas en fonction des

conditions solaires. Pour des conditions solaires maximales, la barrière magnétique se situe au-dessus de l'ionopause. Pour des conditions solaires minimales, l'ionopause de Vénus s'abaisse jusqu'à une altitude de 250 *km* donc la barrière magnétique s'abaisse également pour maintenir la même épaisseur. Dans la région subsolaire, la barrière magnétique coïncide avec l'ionosphère pour s'opposer au vent solaire [Zhang et al., 2008].

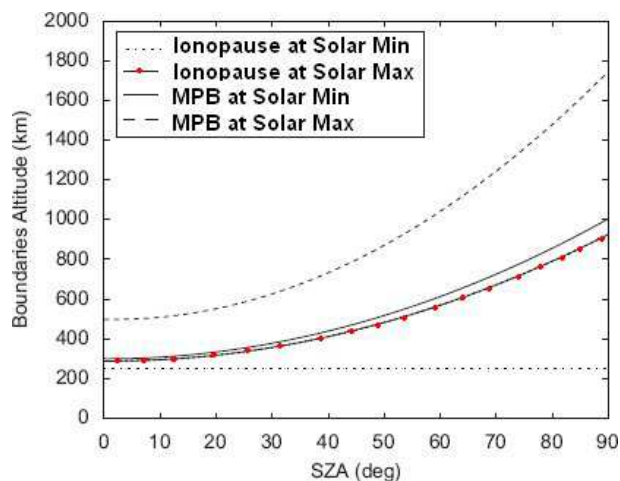


FIG. 1.14 – Meilleur ajustement de la position de la MPB de Vénus en fonction de l'angle solaire zénithal (SZA). La position attendue de l'ionopause pour des conditions solaires minimales est aussi représentée. Les altitudes de ces deux frontières ont également été dessinées pour des conditions solaires maximales [adapté de Zhang et al., 2008].

INFLUENCE DE L'ORIENTATION DE L'IMF

La variation de l'orientation de l'IMF modifie considérablement la position et la forme de la MPB sur Mars (voir Acuña et al., [1998] et les simulations de Modolo et al., [2005]) créant une forte asymétrie, mais encore peu de simulations prennent en compte la variation de l'angle entre la direction du champ magnétique interplanétaire et la direction de l'écoulement du vent solaire. Le cas de Vénus est traité en détail dans le chapitre III. Un modèle récent MHD [Benna et al., 2009] montre que la magnétosphère de Vénus s'adapte entièrement et en quelques minutes aux changements d'inclinaison de l'IMF (i.e. à la rotation dans le plan du terminateur de la planète). La "Plasma Sheet" (se référer au paragraphe 2.2.3) qui contient une partie des ions pick up, tourne continuellement autour de l'axe Soleil-planète afin d'être alignée avec le champ électrique interplanétaire (voir figure 1.16).

INFLUENCE DE LA VITESSE DU VENT SOLAIRE

La position et la forme de la MPB sur Mars n'est que très partiellement affectée par la vitesse du vent solaire (voir les cartes de vitesse de *Modolo et al. [2005]* pour différentes vitesses du vent solaire : $320/400/480 \text{ km s}^{-1}$). Pour Vénus, il n'existe encore aucune simulation prenant en compte les variations de cette quantité.

Les derniers résultats quant à la localisation de ces frontières est donné dans le tableau 1.2 suivant:

		VENUS ($1R_V = 6052 \text{ km}$)		MARS ($1R_M = 3397 \text{ km}$)
		Solar MAX	Solar Min	Dépendance solaire inconnue
MPB	Position Subsolaire	$1.08R_V$ (500 km altitude) [Zhang et al., 1991]	$1.05R_V$ (300 km altitude) [Zhang et al., 2008]	$(1.25 \pm 0.03 R_M)$ (850 \pm 100 km altitude) [Trotignon et al., 2006]
	Termineur	$1.3R_V$ (1700 km altitude) [Zhang et al., 1991]	$1.17 R_V$ (1013 km altitude) [Zhang et al., 2008]	$(1.44 \pm 0.03 R_M)$ (1490 \pm 100 km altitude) [Trotignon et al., 2006]

Table 1.2: Valeurs actuelles de la position de la MPB sur Vénus et Mars en fonction du cycle solaire.

1.2.2 Etude de la magnétosphère induite côté nuit

Contrairement à la magnétosphère côté jour, compressée et confinée par le vent solaire, le côté nuit s'étend en une longue queue. Cette partie de la magnétosphère est très dynamique. Elle est le siège de grands changements et on y trouve des ions et des électrons énergétiques.

Aujourd'hui, avec plusieurs missions "martiennes", les mesures de Phobos-2 et celles de Mars Express, les découvertes de Mars Global Surveyor et de nombreuses simulations numériques, l'image générale de l'environnement martien s'est affinée. La figure 1.15 schématise sa structure moyenne.

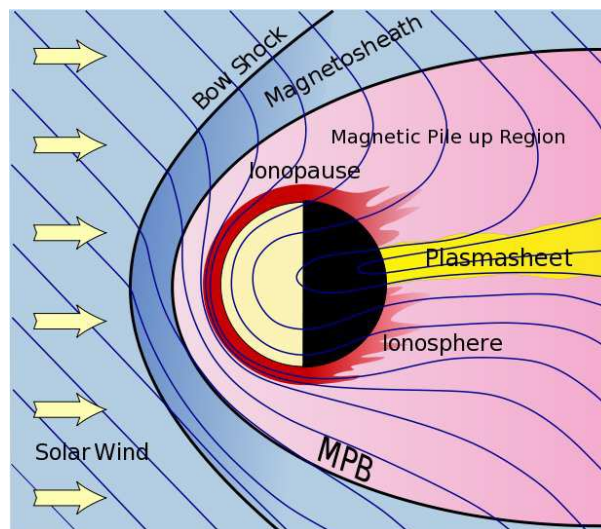


Figure 1.15: *Structure du sillage martien [Fedorov et al., 2006].*

1.2.2.1 "Magnetotail" ou queue magnétosphérique

En l'absence de champ magnétique intrinsèque, et pour les corps possédant en revanche une importante atmosphère tels que les comètes, Vénus, Mars, Titan, le vent solaire est ralenti par le phénomène de "mass-loading" (chargement en masse) et par les gradients de pression qui apparaissent dû à l'exclusion du flot solaire par une ionosphère conductrice. Comparées aux queues magnétosphériques des planètes possédant un champ magnétique intrinsèque, ces queues magnétosphériques sont contenues par des lignes de champ d'origine purement solaire. Le plasma, dans ces queues, est un mélange d'ions lourds d'origine planétaire ou cométaire. Alors que les

détails de la structure de ces queues magnétosphériques varient d'un corps à un autre, certains éléments sont inhérents à toute queue magnétosphérique induite en général. Cela comprend une division en deux grandes régions :

- La première est la "Magnetic Pileup Region" (MPR) (figure 1.16 à gauche) où les ions sont accélérés principalement par un mécanisme pickup et où il y a un important gradient de vitesse depuis la "Magnetic Pileup Boundary" (MPB) jusqu'au centre de la queue.
- La seconde région, la "Plasma Sheet" (PS) (figure 1.16 à droite) est une couche étroite et allongée dans la direction nord-sud (correspondant à la direction $+/- E_{SW}$) où agit un autre mécanisme d'accélération caractérisé par une augmentation de l'énergie des ions au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la planète.

La queue magnétosphérique comprend aussi la juxtaposition de 2 lobes à champ magnétique "solaire" et "antisolaire" dans lesquels le champ magnétique est opposé et où sa polarité est contrôlée par l'orientation du champ magnétique interplanétaire (IMF). Ces lobes sont séparés par une fine nappe de courant, correspondant à la "plasma sheet", où a lieu le changement de sens du champ magnétique. A travers cette couche de courant le champ magnétique tourne donc à partir de l'orientation d'un lobe pour arriver dans la configuration opposée dans l'autre lobe. Le tout s'effectue de manière auto-cohérente pour satisfaire la loi d'Ampère.

L'orientation de cette queue magnétosphérique dépend de la direction de B_{IMF} et elle accompagne les rotations de B_{IMF} autour de V_{SW} . La structure tridimensionnelle des lignes de champ à l'issue de cette interaction est la mieux décrite à l'aide du repère VSE (pour Venus) et MSE (pour Mars) où :

$$\hat{X}_{MSE} = \frac{-V_{SW}}{|V_{SW}|}, \hat{Z}_{MSE} = \frac{-V_{SW} \times B_{IMF}}{|V_{SW} \times B_{IMF}|}, \hat{Y}_{MSE} = -(\hat{X}_{MSE} \times \hat{Z}_{MSE})$$

\hat{X}_{MSE} est antiparallèle au vecteur vitesse du vent solaire V_{SW} , l'axe \hat{Z}_{MSE} est défini de telle sorte à être colinéaire à E_{SW} , et \hat{Y}_{MSE} complète le trièdre direct. Ainsi, la queue est symétrique par rapport au plan $(\hat{X}_{MSE}, \hat{Z}_{MSE})$; la couche de courant qui sépare les 2 lobes se trouve quant à elle dans le plan $(\hat{X}_{MSE}, \hat{Y}_{MSE})$ (voir figure 1.16).

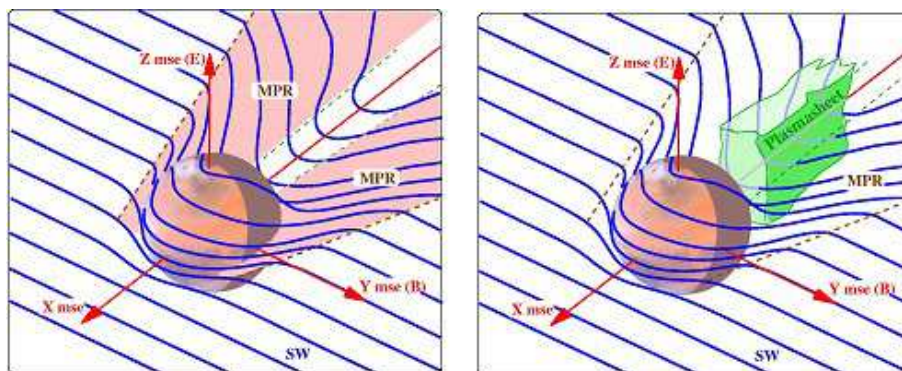


Figure 1.16: *Topologie des régions principales : à gauche, la MPR et à droite, la couche de courant qui coïncide avec la PS.*

Bien que les mesures suggèrent la nature induite de la queue martienne (comme celle de Vénus), le manque d'observation de la queue ne permet pas d'exclure complètement, à priori, la possibilité d'une queue "hybride", qui serait le résultat éventuel des anomalies magnétiques de la planète.

1.2.2.2 "Magnetic Pile-Up Region" ou région d'empilement magnétique

La MPB et la barrière magnétique séparent la région d'empilement magnétique ou MPR ("Magnetic Pileup Region"), dominée par le plasma planétaire, de la région de la magnétogaine ("Magnetosheath") où les ions du vent solaire dominant (figure 1.17). La signature de cette frontière se caractérise par une discontinuité très localisée spatialement où le champ magnétique se drapait brutalement autour de la planète et augmente souvent. Une autre caractéristique est la disparition au niveau de la MPB des fluctuations magnétiques à basses fréquences qui caractérisent la magnétogaine et la brusque apparition de ions planétaires de basse énergie associée à la disparition du plasma solaire énergétique. Présente autour de Mars et des comètes, cette structure est également mesurée autour de Vénus, comme l'atteste la figure 1.17.

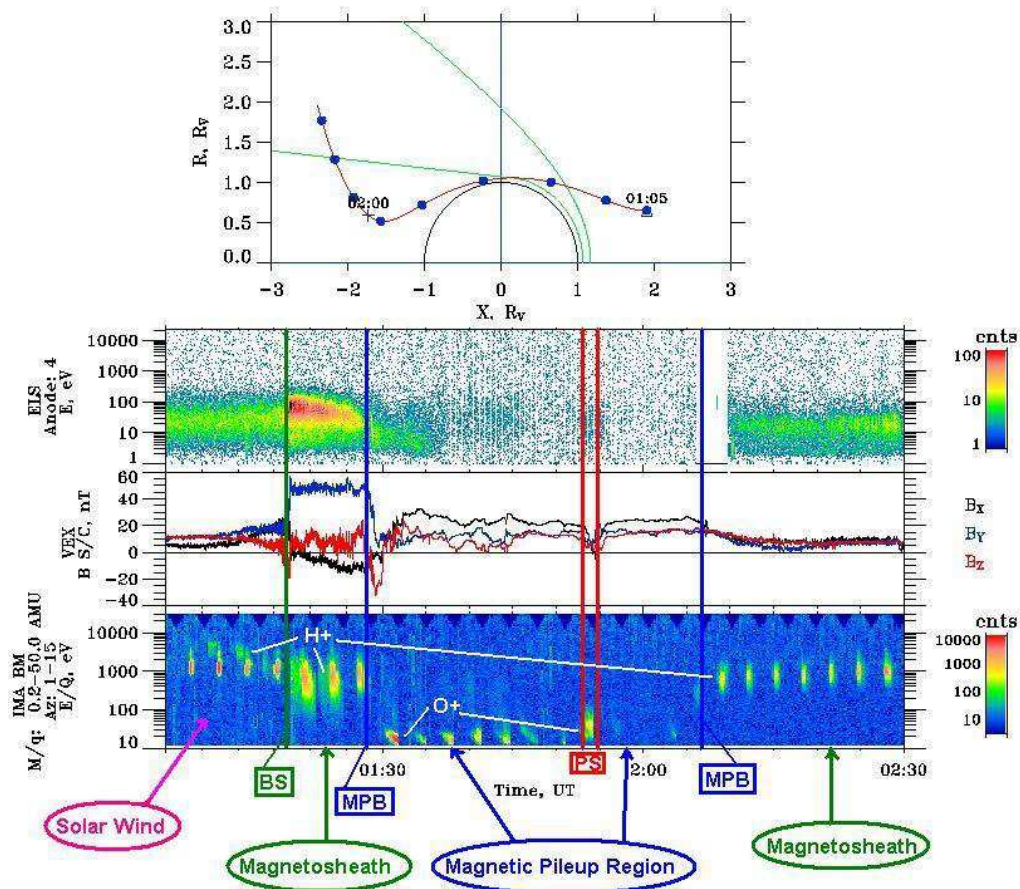


Figure 1.17: Premières mesures de Vénus-Express en orbite autour de la planète Vénus et identification des principales frontières. De haut en bas sont représentés respectivement : l'orbite d'ASPERA-4, le spectre énergétique des électrons (ELS), les modules du champ magnétique dans les directions x , y et z et le spectre énergétique des ions (IMA) obtenus le 15 mai 2006 de 1h00 à 2h30.

L'étude détaillée de la structure fine de l'interface entre la magnétogaine et la magnétosphère induite fait l'objet du chapitre III de la thèse.

1.2.2.3 "Plasma Sheet/Current Sheet" ou couche de courant

La "plasma sheet" (voir figure 1.15 en 2-dimensions ou 1.16 en 3-dimensions) est la fine couche de courant où le champ magnétique est très faible et où l'on observe une forte densité de particules d'origine planétaire qui sépare la queue en deux lobes (c.f 2.2.1). Les mesures récentes

de Mars-Express et Vénus-Express ont confirmé plusieurs observations réalisées antérieurement et ont permis de mettre à jour de nouvelles caractéristiques concernant la MPR et la PS :

1. La décroissance graduelle de l'énergie des H^+ planétaires depuis la MPB (plusieurs keV) jusqu'à la PS ($0 keV$ au centre de la PS) [Kallio et al., 1995 ; Fedorov et al., 2006, 2008].
2. L'accélération caractéristique des ions planétaires O^+ dans la PS qui acquièrent une énergie de l'ordre de celle des protons du vent solaire ($500 eV - 1000 eV$) [voir : Dubinin et al., 1993 et Fedorov et al., 2006 pour Mars et Fedorov et al., 2008 pour Vénus].
3. La présence d'une enveloppe autour de la PS constituée d'ions planétaires de plus faible énergie [voir : Rosenbauer et al., 1989 et Dubinin et al., 1993].
4. Cette enveloppe faite de H^+ et d' He^+ possède une structure très définie sur Vénus : elle est constituée d'une couche de protons de basses énergies puis d'une couche d' He^+ modérément accélérés voisine de la PS remplie d'ions planétaires O^+ .

1.2.2.4 Accélération des particules dans la queue

De nombreux auteurs ont supposé que la "plasma sheet" était située dans une très étroite couche associée à la nappe de courant dans la queue. Toutes les propriétés précédentes de la PS ont été prouvées par des simulations. Comme les ions ont un grand rayon de Larmor, ils peuvent être traités comme non-magnétisés dans la "première étape de l'accélération". D'autre part, les électrons sont considérés comme un fluide magnétisé se déplaçant avec leur tube de flux magnétique. Lichtenegger et Dubinin [1998] ont montré que la tension magnétique $\vec{j} \times \vec{B}$ qui agit sur les électrons magnétisés pour séparer ions et électrons, entraîne la création d'un champ électrique de polarisation qui conduit à l'accélération observée. La plasma sheet est donc le lieu d'une accélération causée par: 1) une tension magnétique et 2) un champ électrique de polarisation.

La MPR est, quant à elle, soumise à des mécanismes d'accélération complètement différents dus à : 1) la tension magnétique engendrée par la forte courbure des lignes de champ au niveau de la planète, 2) la tendance des électrons à s'échapper du sommet de l'ionosphère, créant ainsi une faible séparation de charge conduisant à un champ électrique de polarisation qui conduit à l'accélération des espèces les plus légères (H^+) comme dans le cas du vent polaire terrestre.

Un autre mécanisme important d'accélération des ions ionosphériques est "le chauffage" ou accélération par les ondes. Le rôle que jouent les ondes plasma dans la perte ionosphérique a récemment été décrit par *Ergun et al.*, [2006].

Dans la magnétogaine et autour de la MPB, on observe une accélération des ions par le champ électrique de convection E_{SW} : on parle alors d'ions "pickup" (cf. chapitre II). Si les particules sont ionisées dans le flot magnétisé, elles peuvent être accélérées rapidement par le champ électrique comme représenté sur la figure 1.18. **L'étude approfondie des mécanismes d'accélération des particules dans la magnétosphère induite côté nuit, correspond au chapitre IV de la thèse.**

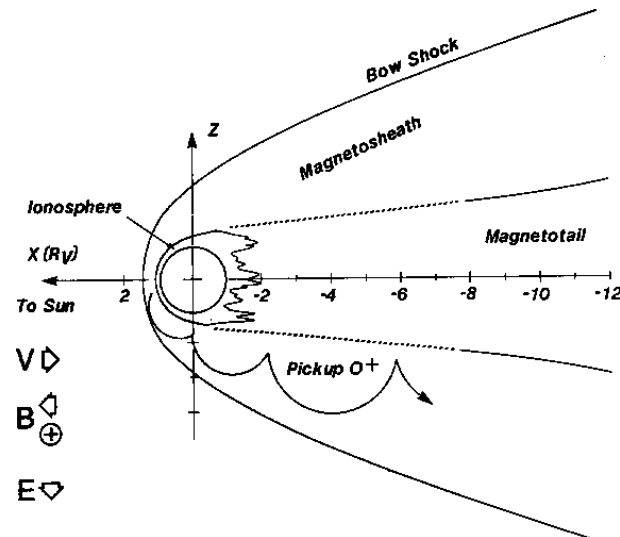


FIG. 1.18 – Illustration d'une trajectoire cycloïdale d'un ion "pickup" O^+ sur Vénus (l'oxygène est le constituant principal de la haute atmosphère de Vénus) [Luhmann et al., 1991].

1.2.2.5 Echappement des particules de l'ionosphère et de l'exosphère

L'échappement atmosphérique est intimement lié à l'accélération des particules. En effet, les espèces ayant une énergie supérieure à l'énergie de libération de la planète peuvent s'échapper de l'atmosphère. Les énergies d'échappement des ions H^+ et O^+ , pour les planètes Mars et Vénus sont consignées dans le tableau 1.3.

Vitesse d'échappement	H^+	O^+
Mars	0.12 eV	1.91 eV
Vénus	0.54 eV	8.64 eV

TAB. 1.3 – *Energie cinétique nécessaire aux ions H^+ et O^+ pour pouvoir s'échapper des atmosphères martienne et vénusienne.*

L'énergie des particules accélérées peut être :

- de l'énergie cinétique, résultat de l'accélération par le champ électrique du vent solaire lors de processus non-collisionnels ou lors de processus collisionnels (chapitre II et III) ;
- de l'énergie thermique proportionnelle à la température ambiante ou,
- elle peut être le résultat de processus collisionnels photochimiques (échange de charge, recombinaison dissociative) entre ions énergétiques, neutres, et électrons qui peuvent permettre aux ions d'acquérir une énergie suffisante pour être accélérés et s'échapper.

L'étude des grands processus d'échappement :

1. thermique (échappement de Jeans et échappement hydrodynamique) et
2. non-thermique (échappement photochimique et "sputtering" pour les mécanismes collisionnels et échappement par les ions "pickup", "polar wind", accélération par la force $\vec{j} \times \vec{B}$ et accélération par les ondes pour les mécanismes non-collisionnels).

tend à expliquer la dissipation de l'atmosphère dense primitive de Mars et donc l'absence d'eau liquide à sa surface mais aussi de mieux comprendre l'évolution des planètes telluriques comme Vénus en référence à la Terre. **Ce grand problème planétologique sera approfondi dans le chapitre II.**

1.3 Instrumentation et données utilisées

La magnétosphère martienne a été étudiée avec la mission Phobos-2 (instrument ASPERA) et Mars Global Surveyor (MGS) grâce aux données de l'expérience MAG/ER, puis avec la mission

Mars Express (MEX) (ASPERA-3). La morphologie magnétique du sillage vénusien a, quant à elle, été étudiée par Pioneer Venus Orbiter (PVO). Mais c'est seulement depuis le lancement de la mission Vénus Express (VEX) que nous avons la possibilité d'étudier la magnétosphère vénusienne avec un "kit" complet d'instruments, i.e. un spectromètre de masse, un spectromètre à électrons et un magnétomètre.

Le travail présenté dans cette thèse est basé sur les données des instruments IMA (Ion Mass Analyser) et ELS (ELectron Spectrometer) d'ASPERA-3 (Mars Express) et d'ASPERA-4 (Vénus Express) du magnétomètre MAG (Vénus Express) ainsi que sur les données de l'expérience MAG-ER placée à bord de Mars Global Surveyor (MGS) et celles provenant du satellite ACE (Advanced Composition Explorer) placé au point de libration L1 de la Terre.

1.3.1 MARS : Mars Express et MGS

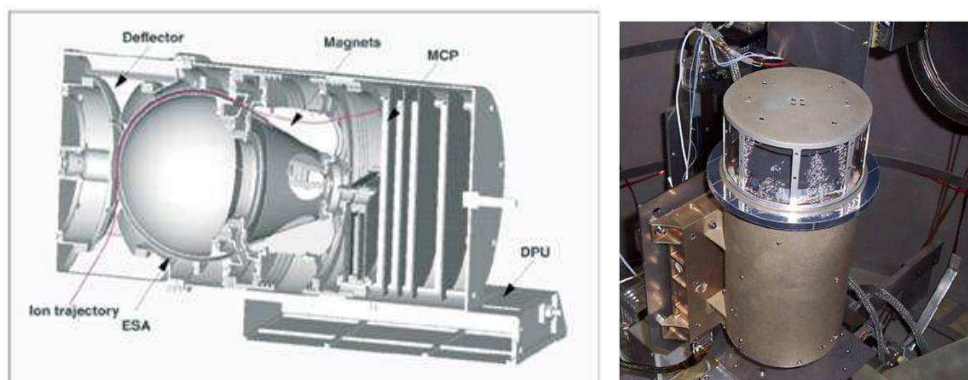
1.3.1.1 Mars Express

Depuis la fin de l'année 2003, la sonde européenne Mars Express est en orbite autour de la planète Mars pour cartographier sa surface et déterminer la composition minérale du sol martien ainsi que la composition de l'atmosphère et sa circulation globale. L'interaction entre le vent solaire et Mars fait également partie des objectifs de la mission ; cette interaction est étudiée avec l'expérience ASPERA-3 (Analyser of Space Plasmas and Energetic Atoms) [Barabash et al., 2004]. Ce complexe expérimental permet de mesurer les ions, les électrons et les atomes énergétiques et d'étudier ainsi les effets du vent solaire sur la haute atmosphère martienne. Il est composé de 4 senseurs:

- 1 spectromètre d'ion IMA (Ion Mass Analyser)
- 1 spectromètre d'électrons ELS (ELectron Spectrometer)
- 2 détecteurs d'atomes énergétiques neutres (Energetic Neutral Atom, ENA)

Le travail exposé étant basé sur les données d'IMA et d'ELS, on en fournira une rapide description. Malheureusement, la sonde n'est pas équipée d'un magnétomètre qui aurait permis d'analyser les mesures de particules en fonction de l'orientation du champ magnétique interplanétaire. On a donc déduit la direction du champ magnétique interplanétaire à l'aide des données obtenues simultanément à bord de l'orbiteur MGS.

SPECTROMÈTRE IMA

Figure 1.19: *Le spectromètre IMA.*

Ce spectromètre (figure 1.19) permet d'obtenir des spectres énergétiques d'ions dans 16 directions azimutales et 16 directions polaires. Une acquisition complète angle/énergie/masse prend 192 s. IMA permet de détecter les ions H^+ , He^{2+} , He^+ , O^+ ainsi que les ions moléculaires vérifiant $M/Q > 20$ dont le rapport énergie/charge se situe entre 12 eV–25 keV. Ce spectromètre possède un champ de vue intrinsèque de $4.6^\circ \times 360^\circ$ et un balayage électrostatique permet de couvrir un domaine d'élévation de $+/- 45^\circ$.

Le principe de fonctionnement est le suivant (voir figure 1.20): les particules entrent dans l'analyseur par une grille externe, derrière laquelle se trouve un système de déflexion qui les dévie. Les ions correspondants à la bande d'énergie sélectionnée, traversent l'analyseur et sont ensuite défléchis par un champ magnétique cylindrique créé par des aimants permanents. Les ions légers seront d'avantage déviés que les ions lourds par rapport au centre de l'analyseur. Les ions frappent finalement une galette de micro-canaux (MCP) pour être détectés par un système d'anodes qui permet d'analyser leur azimuth grâce à la différentiation de 16 secteurs angulaires, ainsi que leur rapport masse/charge grâce à 32 anneaux concentriques.

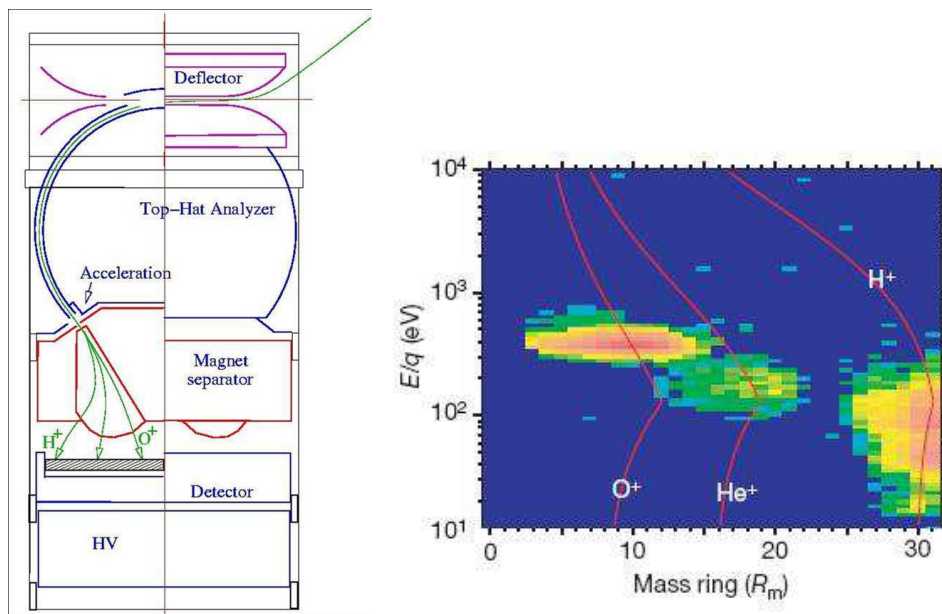


Figure 1.20: (**Gauche**) Principe de fonctionnement du spectromètre de masse IMA. (**Droite**) Exemple de spectrogramme de masse avec des ions : O^+ , He^+ , et H^+ .

SPECTROMÈTRE ELS

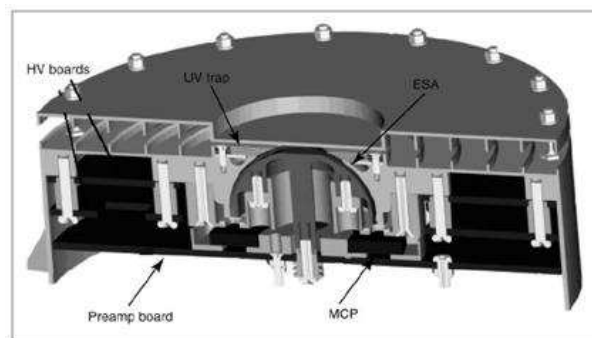


Figure 1.21: Le spectromètre ELS.

Ce spectromètre (figure 1.21) permet d'obtenir des spectres énergétiques d'électrons d'énergies comprises entre 10 eV et 20 keV (4s par spectre) pour 16 directions azimutales et 128 paliers énergétiques.

La figure 1.17 montre l'exemple d'un spectrogramme d'électrons. Il est constitué d'un analyseur électrostatique "top-hat" sphérique et d'un système de collimation [Carlson et al., 1998]. Les électrons entrent par l'ouverture sous une incidence quelconque puis ils sont filtrés en énergie

par le champ électrique régnant entre les plaques de l'analyseur avant de frapper les galettes à micro-canaux (MCP). 16 anodes sont situées derrière les MCP, chacune correspondant à un secteur de 22.5° . Enfin, une couverture de tout l'espace est possible grâce à la plateforme rotative sur laquelle ELS est installé.

1.3.1.2 Mars Global Surveyor

Les données utilisées pour connaître la direction du champ magnétique interplanétaire sont celles obtenues par le magnétomètre de type fluxgate à bord de MGS qui constitue, avec un spectromètre à électrons construit au CESR, l'expérience MAG-ER [Acuña *et al.*, 1992].

1.3.2 VENUS : Venus Express

Lancée le 9 Novembre 2005, et après avoir effectué avec succès sa mise en orbite le 11 Avril 2006, Venus Express nous a permis de recueillir les premières données le 15 Mai 2006. ASPERA-4 [Barabash *et al.*, 2007] est une réplique de l'instrument ASPERA-3 de la mission Mars Express (cf. pages 43-44 pour la description des instruments IMA et ELS), mais est associée ici à un magnétomètre. Ces deux expériences fournissent donc une opportunité pour étudier l'interaction du vent solaire avec deux planètes non magnétisées, au moyen d'une instrumentation identique.

MAGNETOMÈTRE MAG

Ce magnétomètre permet la mesure du vecteur du champ magnétique local. L'instrument MAG comprend 2 magnétomètres fluxgate tri-axiaux [Zhang *et al.*, 2006]. L'un est monté à l'extrémité d'un bras déployable de 1 mètre de long, alors que l'autre est directement relié à la sonde. L'instrument travaille dans une large gamme dynamique permettant des mesures du champ ambiant entre $+/- 10000$ nT avec une grande résolution digitale. La précision du champ absolu est de 1 nT et celle du champ variable est supérieure à 0.1 nT. MAG possède 4 modes opérationnels qui fournissent respectivement des mesure à 1 Hz, 2 Hz, 4 Hz ou 64 Hz sur une orbite entière. La figure 1.17 montre les variations des modules du champ magnétique obtenues avec cet instrument.

La figure globale suivante 1.22 resitue chaque instrument sur la sonde Vénus Express.

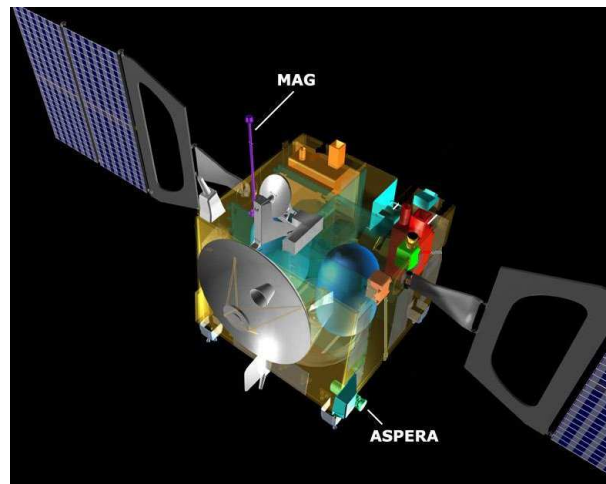


Figure 1.22: *Position du complexe expérimental ASPERA et du magnétomètre MAG embarqués à bord de Vénus-Express.*

Chapitre 2 : Echappement des particules planétaires - problème planétologique

2.1. Introduction : structure verticale des atmosphères de Mars et Vénus

2.1.1. Description générale de l'environnement atmosphérique

- (i) La basse et la moyenne atmosphère
- (ii) La thermosphère et l'ionosphère
- (iii) L'exosphère et l'interaction du vent solaire

2.1.2. Physique et structure des atmosphères

2.2. Evolution comparative des atmosphères de Mars et Vénus

2.2.1. Atmosphère de Vénus

2.2.2. Atmosphère de Mars

2.2.3. Vue générale de l'évolution de l'atmosphère de Mars et Vénus

- (i) Rapports isotopiques dans les atmosphères de la Terre et Mars
- (ii) Le paradoxe du manque d'oxygène dans l'atmosphère de Vénus

2.3. Les processus d'échappement

2.3.1. L'échappement thermique

2.3.1.1. L'échappement de Jeans (processus non-collisionnels)

2.3.1.2. L'échappement hydrodynamique (processus collisionnels)

2.3.2. L'échappement non-thermique

2.3.2.1. Les mécanismes collisionnels

- a) L'échappement photochimique : recombinaison dissociative
- b) Le "sputtering"

2.3.2.2. Les mécanismes non-collisionnels

- a) Les ions "pick-up"
- b) Accélération par $j \times B$
- c) "Polar wind"

2.3.3. Conclusion

2.4. Instrumentation et données utilisées

2.4.1. Système de coordonnées, sélection des orbites et couverture spatiale

2.4.2. Reconstruction de la distribution des ions en masse et en énergie

2.4.3. Reconstruction de la distribution angulaire des ions

2.4.4. Vérification des calculs des paramètres plasma

2.4.5. Analyse des vecteurs vitesse

2.4.6. Séparation des ions H^+ planétaires de ceux du vent solaire

2.4.7. Calcul des taux d'échappement

2.4.8. Les résultats

Chapitre 2

Echappement des particules planétaires : Problème planétologique

Durant les premières centaines de millions d'années de son existence, tout porte à croire que le système solaire possédait 3 planètes habitables, abritant d'importants volumes d'eau à leur surface : Vénus, La Terre et Mars. En refroidissant et perdant son champ magnétique, Mars n'a pu continuer à alimenter son atmosphère au rythme où celle-ci se perdait dans l'espace, sous l'influence de l'activité du jeune Soleil. C'est aujourd'hui un désert glacé que nous explorons pour retrouver les traces d'un passé plus clément. Vénus, elle, a vu son océan totalement vaporisé probablement par l'augmentation de la luminosité solaire. Les molécules d'eau, jusqu'alors bien protégées dans la basse atmosphère, se sont vue exposées au rayonnement UV du Soleil. L'hydrogène ainsi que, peut-être, l'oxygène qui les constituaient ont été irrémédiablement perdus dans l'espace. En l'absence d'eau pour former des carbonates et réguler le climat, 90 *bars* de dioxyde carbone se sont accumulés dans l'atmosphère, portant la surface à plus de 700 *K* par effet de serre.

La Terre, plus massive que Mars et moins proche du Soleil que Vénus, a pu conserver suffisamment de composés volatils pour suivre une évolution compatible avec l'émergence et le développement de la Vie, mais l'évaporation de certains de ces constituants atmosphériques a tout de même joué un rôle prépondérant, notamment en déterminant la composition atmosphérique primitive. La composition isotopique des gaz rares de notre atmosphère semble être la signature d'un échappement violent, sans doute d'hydrogène, qui a eu lieu dans les phases primordiales de la formation de la Terre. Un tel échappement, dit hydrodynamique, n'a jamais été observé sur les planètes du système solaire, même si des phénomènes d'échappement violents sont observés

dans le cas des comètes et si certains petits corps et satellites du système solaire (Pluton, Cères, Triton, Europe) présentent des atmosphères très ténues qui s'échappent à mesure de leur dégazage [Selsis, 2005]. Toutefois, le phénomène a récemment pu être mis en évidence sur une planète extrasolaire lors de son transit devant son étoile mère. Il s'agit d'un Jupiter chaud, une planète gazeuse massive en orbite très serrée autour de son étoile et qui reçoit une irradiation 10 000 fois supérieure à celle de Jupiter. L'évaporation de HD 209458b [Vidal-Madjar et al., 2003] a relancé d'une façon inattendue la recherche sur les mécanismes d'échappement, en offrant une contrainte observationnelle à l'une de ses manifestations les plus extrêmes.

Ce chapitre traite de la question de l'échappement atmosphérique et offre les premières études expérimentales de mesures de cet échappement sur Vénus. L'échappement atmosphérique est un domaine de recherche multidisciplinaire qui demande une analyse précise dans différents domaines physiques tels que : la mécanique statistique, la mécanique des fluides, la physique des plasmas, la théorie des collisions, et la chimie/géologie. Je fournis dans ce chapitre un descriptif de l'état actuel de nos connaissances sur ce sujet pour les planètes de type terrestre. Je traite des différents concepts de base nécessaires à la compréhension des processus se produisant dans les régions de hautes altitudes des atmosphères planétaires, c'est-à-dire dans l'exosphère où les espèces légères ayant une énergie supérieure à l'énergie de libération peuvent s'échapper de l'atmosphère. L'énergie de libération demandée pour l'échappement peut être de l'énergie thermique proportionnelle à la température ambiante ou bien le résultat de processus collisionnels enrichissant les espèces susceptibles de s'échapper au-delà des énergies thermiques. Ces processus collisionnels qui englobent l'échange de charge, la recombinaison dissociative entre des ions énergétiques, des neutres, et des électrons font référence aux processus d'échappement non-thermiques.

Après une brève introduction portant sur la description générale de l'environnement atmosphérique de Mars et Vénus, je ferai dans un second temps, le constat de l'évolution atmosphérique différente suivie par ces deux planètes par comparaison à la Terre afin de présenter dans une troisième partie les théories simplifiées des divers types d'échappement qui ont potentiellement eu lieu sur Mars et Vénus. J'expliquerai dans cette troisième partie la théorie simplifiée de l'échappement thermique englobant à la fois l'échappement hydrodynamique et l'échappement de Jeans (processus non-collisionnels). Je développerai ensuite une approche simplifiée mais ciblée des différentes sortes d'échappements non-thermiques : échappement photochimique, échappement induit par le vent solaire ("pick-up", "sputtering", "polar wind"). Le dernier et quatrième volet de ce chapitre traite des premières études expérimentales et quantitatives relatives à l'échappe-

ment dû au vent solaire menées sur Vénus. Je développerai les méthodes et les calculs, qui, grâce aux mesures et aux données fournies par Vénus Express m'ont permis d'obtenir les premiers résultats numériques sur le taux d'échappement des espèces : H^+ , O^+ , et He^+ pour des conditions solaires minimales.

2.1 Structure verticale des atmosphères de Mars & Venus

2.1.1 Description générale de l'environnement atmosphérique

Dans le système solaire, les planètes non-magnétisées possédant une atmosphère conséquente sont au nombre de 3 : il s'agit de Mars, Vénus et Titan, le plus gros satellite de Saturne. Bien que ces 3 corps soient très différents, leur environnement gazeux peut-être divisé en grandes parties assez similaires. On peut notamment distinguer les régions suivantes : (se reporter à la figure 2.1).

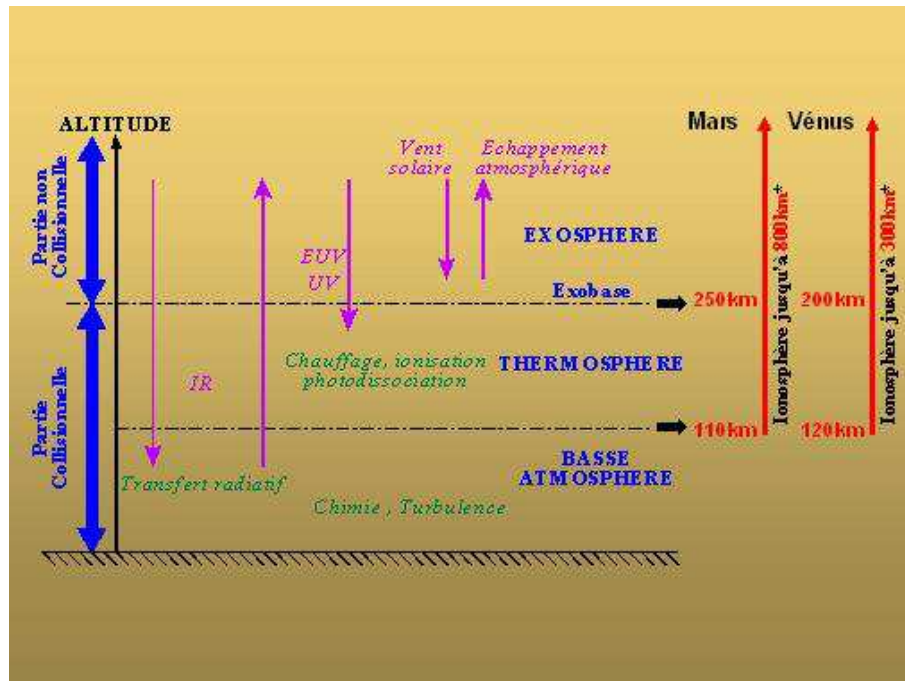


FIG. 2.1 – Description schématique générale des différentes parties de l'environnement des planètes non-magnétisées Mars et Vénus. *La limite supérieure de l'ionosphère est très variable car elle dépend fortement des conditions solaires.

LA BASSE ET MOYENNE ATMOSPHÈRE

Il s'agit de la partie la plus dense des atmosphères planétaires, qui se situe aux basses altitudes. Sa composition est pilotée par un nombre important de réactions chimiques, dont les constantes de temps peuvent être très courtes. Les processus turbulents y sont prépondérants, et tendent à homogénéiser le milieu. Ceci implique que les principales espèces de la basse atmosphère, faiblement perturbées par les réactions chimiques, conservent un rapport de mélange constant quelque soit l'altitude. Sur Mars et Vénus, CO_2 est majoritaire, tandis que N_2 et Ar ne dépassent pas quelques pour cent.

La turbulence agit également au niveau des températures : elle se surajoute aux processus de chauffage et de refroidissement radiatif dus à certaines espèces, impliquant des profils de température en fonction de l'altitude parfois complexes. Sur Mars et Vénus, le refroidissement radiatif de CO_2 dans la bande à 15 *microns* contribue à refroidir fortement la moyenne atmosphère : la température diminue de 230 *K* à 130 *K* entre 0 et 80 *km* d'altitude sur Mars, et de 750 *K* à 170 *K* sur Vénus.

L'équilibre hydrostatique étant vérifié, la pression diminue exponentiellement avec l'altitude, d'autant plus que la température est basse, les espèces lourdes et la gravité élevée. La pression au niveau du sol est de 90 *bars* sur Vénus et 6 *mbars* sur Mars.

LA THERMOSPHÈRE ET L'IONOSPHERE

La thermosphère est la région située au-dessus de la moyenne atmosphère et caractérisée par un chauffage direct dû au UV énergétiques du soleil (EUV), qui entraînent une augmentation de la température par rapport aux couches inférieures. Cette augmentation est fortement dépendante de l'activité solaire. Sur Mars, les effets de l'excentricité de l'orbite interviennent également et la température thermosphérique peut varier entre 200 *K* et 350 *K*. Les écarts de température entre le côté jour et le côté nuit induisent des vents horizontaux importants qui redistribuent la chaleur des zones chaudes aux zones froides. La rotation de la planète peut également jouer un rôle identique : négligeable sur Vénus, elle a en revanche un effet important sur Mars.

Le rayonnement énergétique du soleil contribue non seulement à chauffer le gaz, mais également à casser les liaisons intramoléculaires, conduisant à une photodissociation des molécules.

Il s'en suit la création de molécules plus petites ou d'atomes tels que O , H et N . Ces derniers réagissent fortement avec l'atmosphère : du fait des réactions chimiques, ils sont donc tout à fait instables dans la moyenne atmosphère. En revanche, les faibles concentrations dans la thermosphère leur autorisent une durée de vie beaucoup plus élevée, ce qui rend leur rôle non négligeable.

Les phénomènes de turbulence disparaissent dès les basses couches thermosphériques : en l'absence de brassage, les espèces se calent sur leur propre équilibre hydrostatique. Ceci implique que les concentrations des espèces lourdes décroissent plus vite avec l'altitude que celles des espèces légères. Ainsi, sur Mars et Vénus, l'oxygène atomique devient majoritaire à partir de 190 et 160 km respectivement.

En plus du chauffage et de la photodissociation, le rayonnement ultraviolet du soleil contribue à ioniser les molécules de la thermosphère. Ceci conduit à la création d'un plasma d'ions et d'électrons qui, bien qu'en beaucoup plus faible concentration que les neutres de l'atmosphère, influence considérablement le milieu. Les particules neutres se trouvent ainsi chauffées par les électrons ionosphériques, tandis que les réactions chimiques conduisent à la création d'espèces neutres chaudes, susceptibles de s'échapper beaucoup plus facilement de l'environnement de la planète. Les ions constituent eux-mêmes une part importante de l'échappement atmosphérique, comme précisé ci-dessous.

L'ionosphère, qui définit la région où les molécules et les atomes sont ionisés par le rayonnement UV solaire et où la densité électronique est maximale, englobe la thermosphère et s'étend bien au delà. La limite supérieure n'est pas fixe et évolue fortement en fonction des conditions solaires. L'ionosphère est une région importante pour notre étude car c'est elle qui interagit directement avec le vent solaire dans le cas de Mars et Vénus.

L'EXOSPHERE ET L'INTERACTION AVEC LE VENT SOLAIRE

A mesure que la concentration décroît avec l'altitude, les collisions intermoléculaires, permanentes dans la basse atmosphère, deviennent de plus en plus rares. La partie la plus élevée des atmosphères planétaires, où les collisions entre particules sont négligeables, s'appelle l'exosphère. Par définition, le libre-parcours moyen des particules y est supérieur à la hauteur d'échelle de

l'atmosphère. L'altitude marquant la limite basse de cette région est appelée exobase. La région proche de l'exobase constitue la région de transition entre les parties collisionnelle et non-collisionnelle de l'atmosphère : elle marque ainsi un changement majeur dans la physique du milieu entre les altitudes basses et élevées.

Dans l'exosphère, seules les espèces les plus légères ont des concentrations non-négligeables : ainsi, deviennent majoritaires l'hydrogène atomique sur Mars et l'hélium sur Vénus. Du fait de l'absence de collisions et des faibles masses des espèces en présence, l'exosphère est une zone d'échappement permanent des atmosphères planétaires : les particules possédant une énergie cinétique supérieure à celle de libération quittent définitivement l'attraction de la planète. Cet échappement concerne les particules ionosphériques et les espèces neutres les plus légères. Il est d'autant plus efficace que les particules sont énergétiques : sur Mars l'oxygène chaud, né des réactions chimiques avec l'ionosphère, est ainsi une source importante d'échappement atmosphérique.

Sur les planètes non-magnétisées telles Mars et Vénus, l'échappement atmosphérique est intensifié par l'interaction du vent solaire. Ceci conduit à une ionisation supplémentaire des particules neutres, et à un apport d'énergie qui renforce l'échappement atmosphérique. Ceci peut s'apparenter à un phénomène d'érosion, le vent solaire arrachant les couches supérieures de l'atmosphère planétaire. De plus, quand la pression dynamique du vent solaire est très forte, le flux du vent solaire peut atteindre l'exobase permettant ainsi au champ magnétique du vent solaire de pénétrer et de se diffuser dans l'ionosphère, ce qui est à l'origine d'une érosion intense.

La figure 2.2 suivante est un schéma global des 3 ionosphères : terrestre, vénusienne et martienne. Elle présente à la fois les profils de densité en fonction de l'altitude ainsi que la composition chimique générale de cette région.

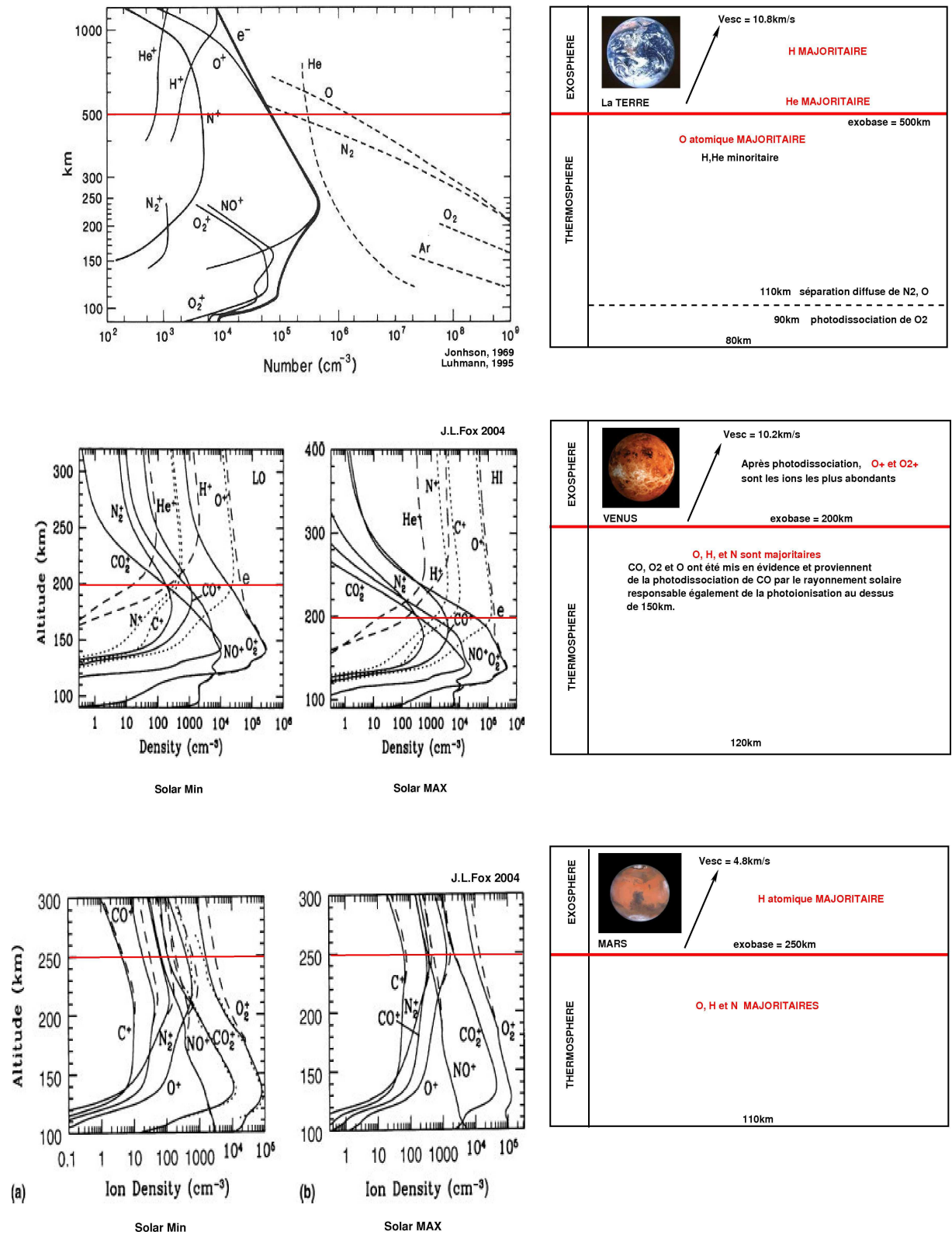


FIG. 2.2 – Comparaison des ionosphères (profils densités-altitudes et composition chimique) de la Terre, Vénus et Mars.

2.1.2 Physique et structure des atmosphères

On note $n(z)$ la densité comme fonction de l'altitude z , et z_0 une altitude de référence. Les grandeurs : p , V , n , m et R représentent respectivement la pression, le volume, le nombre de moles, la masse des molécules ou atomes considérés et la constante des gaz parfait ($R = 8.3144 \text{ JKmol}^{-1}$). La résolution du système formé par la loi d'équilibre hydrostatique ($\overrightarrow{dF}_{\text{pression}} = -\overrightarrow{grad}p.dV$, qui peut se mettre sous la forme $\overrightarrow{\nabla}p = nm\overrightarrow{g}$) et la loi des gaz parfaits ($PV = nRT$), en supposant que l'accélération gravitationnelle g est constante avec l'altitude donne :

$$(1) \quad n(z) = n(z_0) \exp\left[\frac{-(z-z_0)}{H}\right],$$

où H est la hauteur d'échelle : $H = \frac{k_B T}{mg}$, (on suppose que l'atmosphère est isotherme, de température T ; k_B est la constante de Boltzmann). Dans la haute atmosphère, au delà de 100 – 120 km . La pression des gaz n'est pas suffisante pour contrebalancer la gravité). Ici, la turbulence est moins importante que la diffusion moléculaire (transport vertical), et la distribution verticale et individuelle des gaz atmosphériques est ainsi déterminée par leur masses respectives. Les constituants i auront alors tendance à se répartir selon leur hauteur d'échelle individuelle : $H_i = \frac{k_B T}{m_i g}$, produisant une stratification des espèces en fonction de leur masse. Si on tient compte de la variation de g avec l'altitude ($g = g_0 \frac{R^2}{r^2}$, où R est le rayon planétaire et r est l'altitude définie par rapport au centre de la planète), l'équation (1) devient :

$$(2) \quad n(r) = n(r_0) \exp\left[\frac{-R(1-\frac{R}{r})}{H}\right],$$

On remarque que si $r \rightarrow +\infty$, (i.e à haute altitude), la densité ne tend pas vers 0. Cette équation est valable jusqu'à l'exobase.

2.2 Evolution comparative des atmosphères de Mars et Vénus

En observant les paramètres physiques des planètes telluriques (à l'exception de Mercure), on ne peut qu'être frappé par l'extrême diversité des conditions de température et de pression à la surface de Vénus, la Terre et de Mars (voir tableau 2.1).

Planète	Gravité (cms^{-2})	Pression de surface (<i>bar</i>)	Température de surface (<i>K</i>)	Principaux constituants atmosphériques
VENUS	888	90* (1)	730 (430)	CO_2 (0.965) N_2 (0.035)
TERRE	978	1	288	N_2 (0.77) O_2 (0.21) H_2 (0.017) Ar (0.0096)
MARS	373	0.007* (1)	218 (700)	CO_2 (0.95) N_2 (0.027) Ar (0.016)

TAB. 2.1 – *Caractéristiques atmosphériques des planètes telluriques [D. Gautier, W. Hublard, H. Reeves, Planets-their origin, interior and atmosphere, P. Bartholdi et al., dir, 14th advanced course, observatoire de Genève, 1994]. (* La température de surface sur Vénus pour une pression de 90 bars est supérieure à 700 K, mais si la pression était réduite à 1 bar alors la température ne serait plus que de 340 K (détente adiabatique) Il en va de même pour Mars qui aurait une température de l'ordre de 700 K pour une pression de 1 bar).*

Cependant si l'on considère le bilan global des volatiles présents sur Vénus, la Terre et Mars, en tenant compte des océans terrestres de H_2O et de la quantité de CO_2 piégée sous forme de carbonate de calcium dans les océans, on constate que les compositions chimiques globales des 3 planètes sont comparables : les espèces majoritaires dans les 3 cas sont CO_2 et N_2 , à 2 exceptions près. La 1^{ère} concerne H_2O présent en abondance sur la Terre dans les océans et apparemment absent sur Vénus et Mars. Dans le cas de Vénus, on suppose que l'eau a dû être très abondante dans le passé et qu'elle a vraisemblablement disparu par photodissociation ; sur Mars, elle est sans doute présente sous la surface sous forme de pergélisol. La 2^{nde} exception est l'oxygène, qui est devenu l'un des 2 constituants atmosphériques les plus importants sur la Terre suite à l'apparition de la vie.

Remarque : H_2O et CO_2 sont les deux principaux volatiles présents sur Terre (premiers "ingrédients" nécessaires à la photosynthèse ; l'oxygène n'étant nécessaire que pour des formes de vie avancées).

2.2.1 L'atmosphère de Vénus

On peut tenter de retracer une histoire comparative de l'évolution des atmosphères telluriques. Il est vraisemblable que l'eau a joué un rôle clé dans cette évolution, car les différences de

températures régnant sur les 3 planètes, associées à leurs distances héliocentriques respectives, ont impliqué pour l'eau des états préférentiels différents : gazeux sur Vénus, liquide sur la Terre, solide pour Mars. Sur Vénus et la Terre, CO_2 et H_2O ont été massivement présents à l'origine. Mais sur Vénus, ces 2 constituants sous forme de gaz, ont entraîné un effet de serre qui s'est amplifié avec le temps, conduisant à des températures élevées que nous connaissons aujourd'hui. H_2O aurait ensuite disparue par photodissociation suivi de l'échappement hydrodynamique de l'hydrogène. Sur la Terre, en revanche, la présence d'océans a entraîné le piégeage du CO_2 sous forme de carbonate de calcium $CaCO_3$. La quantité de CO_2 gazeux est donc restée très faible, ce qui a eu l'effet de réguler l'effet de serre et de maintenir à la surface de la Terre une température remarquablement constante au cours de son histoire, rendant ainsi possible le développement de la Vie.

2.2.2 L'atmosphère de Mars

Par rapport à Vénus et à la Terre, Mars présente la double particularité d'être plus froide et nettement moins massive. Il en résulte une activité interne moindre. La température au centre de la planète est en effet proportionnelle au carré du rayon planétaire. Comme la source d'énergie provient du rayonnement radioactif des éléments à longue période, qui décroît avec le temps, les planètes les moins massives deviennent inactives les premières. L'activité magmatique s'est exercée sur Mercure et sur la Lune pendant le premier milliard d'années. L'énergie interne de Mars était importante au début de son histoire, comme l'atteste le champ magnétique rémanent crustal, détecté dans les terrains anciens, témoignant de l'existence d'un dynamo interne. A cette époque l'atmosphère a pu être suffisamment dense pour que l'eau existe sous forme liquide à la surface du globe. L'activité interne s'est poursuivie au delà du premier milliard d'années, comme en témoignent les volcans martiens, puis elle a fini par s'éteindre [Acuña et al., 1998]. Il reste à comprendre comment ont disparu H_2O et CO_2 présents dans l'atmosphère primitive de Mars. Le CO_2 , pourrait avoir été fixé au sol sous forme de carbonates, mais ceux-ci n'ont cependant jamais été détectés de manière sûre.

2.2.3 Vue générale de l'histoire de l'évolution de l'atmosphère de Mars et Vénus

L'échappement hydrodynamique primitif, le fort bombardement météoritique, la perte par ions "pickup", la perte ionosphérique, le "sputtering" par les ions "pickup" et la recombinaison dissociative, sont les principaux mécanismes conduisant à l'échappement vers l'espace de l'atmosphère de Mars et Vénus ; mais ils n'ont pas tous agi en même temps et au même moment (voir figure 2.3).

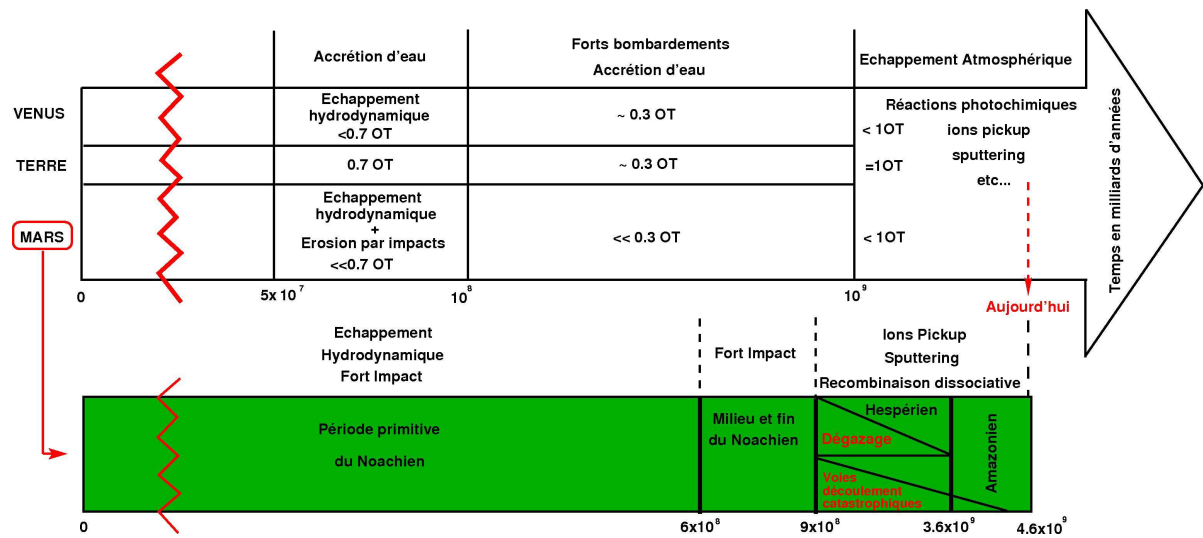


FIG. 2.3 – Chronologie montrant l'évolution de l'eau sur les 3 planètes : Vénus, La terre et Mars (OT est l'abréviation utilisée pour océan terrestre). La frise chronologique inférieure donne une chronologie plus précise dans le cas de Mars (adapté de Jakosky et Phillips, [2001]).

Il y a seulement quelques preuves de l'efficacité d'un échappement hydrodynamique primitif sur les planètes de notre système solaire. Deux d'entre elles (les plus importantes) sont brièvement reportées ci-dessous :

– RAPPORTS ISOTOPIQUES DANS LES ATMOSPÈRES DE LA TERRE ET DE MARS

Les gaz rares sont d'importants indicateurs de l'histoire de l'évolution atmosphérique. A l'exception de l'hélium, les gaz rares sont en effet trop lourds pour s'être échappés thermiquement depuis les atmosphères terrestres sur une échelle de temps comparable à l'âge du système solaire. Ils sont aussi chimiquement inertes et ne réagissent donc pas avec des constituants atmosphériques ou crustaux ; on pense qu'ils sont restés dans les atmosphères planétaires après l'accrétion initiale [Hunten, 1973].

Rapport Isotopique	MARS (Viking) (1)	TERRE (1)
D/H	$0.0009 (\pm 1 \times 10^{-4})$	0.00015
$^{12}C/^{13}C$	90 (± 5)	89
$^{16}O/^{18}O$	490 (± 25)	489
$^{14}N/^{15}N$	170 (± 15)	272
$^{36}Ar/^{38}Ar$	5.5 (± 1.5)	5.3
$^{40}Ar/^{36}Ar$	3000 (± 500)	296
$^{129}Xe/^{132}Xe$	2.5	0.97

TAB. 2.2 – *Rapports isotopiques de l'atmosphère martienne et terrestre. Les valeurs sont extraites de Owen et al., [1992].*

Le tableau 2.2 ci-dessus montre que les rapports isotopiques de gaz sont plus ou moins similaires entre Mars et la Terre, avec cependant deux exceptions : le rapport isotopique $^{40}Ar/^{36}Ar$ et le rapport $^{129}Xe/^{132}Xe$. Une étude sommaire des chiffres de ce tableau montre donc qu'un fractionnement de masse a eu lieu. Comme nous pouvons le voir dans le tableau, le rapport deutérium/hydrogène (D/H) est 6 fois plus élevée dans l'atmosphère martienne que sur Terre (mesures effectuées depuis la Terre et à partir de météorites martiennes). L'hydrogène étant plus léger, il s'est donc échappé plus facilement que le deutérium au cours des temps géologiques, ce qui a eu pour effet d'augmenter le rapport D/H . Ce rapport a permis de quantifier l'échappement atmosphérique : sa valeur actuelle indique qu'une véritable hémorragie s'est produite, signant en même temps "l'arrêt de mort" de l'eau sur Mars : 90% de l'eau se serait évanoui dans l'espace !

Le rapport isotopique de l'azote $^{14}N/^{15}N$ est lui aussi une caractéristique de l'atmosphère de Mars. Lors de la formation de la planète rouge, l'isotope ^{14}N , plus léger que l'isotope ^{15}N , s'est échappé plus facilement de l'atmosphère martienne, conduisant à un enrichissement en ^{15}N , spécifique pour Mars. Le rapport $^{14}N/^{15}N$ montre un enrichissement de 60% (mesures effectuées par les sondes Viking [Owen, 1992] et à partir des météorites martiennes [Krasnopolsky et al., 1994]), ce qui prouve que l'atmosphère a subi des fuites significatives.

Par contre, les rapports isotopiques de l'oxygène ($^{16}O/^{18}O$) et du carbone ($^{12}C/^{13}C$) montrent moins d'anomalies (moins de 5% de différences avec les valeurs de l'atmosphère terrestre). Effectivement, on estime que le CO_2 et la vapeur d'eau (H_2O), en interagissant fortement avec les roches et le sol martien, auraient subi beaucoup moins de pertes. Devant un mécanisme de fuite, tous les éléments ne sont donc pas égaux. L'existence d'un mécanisme pouvant retenir un élément peut donc fausser les interprétations, si ce dernier n'est pas pris en compte dans les calculs.

Parmi tous les gaz rares, le xénon occupe une place à part. Avec un nombre impressionnant d'isotope (9), l'étude du xénon est particulièrement subtile. Le xénon offre également un paradoxe de taille : par rapport aux autres gaz rares (néon, argon, krypton), il est présent en quantité plus faible dans l'atmosphère martienne, et ce bien qu'il soit l'atome le plus lourd ! (en règle générale, les atomes les plus légers sont les premiers à disparaître). L'atmosphère martienne actuelle contient une proportion plus grande de xénon 129 que la Terre ou le Soleil. Normalement, en l'absence d'événements majeurs, l'atmosphère de Mars devrait contenir autant de xénon que les atmosphères des autres planètes, les concentrations initiales étant souvent calquées sur celles du Soleil (notre étoile sert effectivement de référence pour les concentrations des différents éléments chimiques). Le xénon 129 est formé par la décomposition radioactive de l'iode 129, phénomène qui débute peu après la formation de la planète. Dans le cas d'une planète qui n'a pas perdu son atmosphère initiale, la libération du xénon 129 n'a que peu de conséquences. Ce gaz vient se mélanger à une masse d'air considérable, et sa concentration est donc logiquement faible. Pour les scientifiques, la forte concentration en xénon 129 de l'atmosphère martienne prouverait que cette dernière avait déjà subi une forte érosion avant la transformation de l'iode 129 en xénon 129. L'échappement hydrodynamique est une hypothèse qui expliquerait l'échappement d'une partie de cette atmosphère. En effet, les forts flux EUV de l'époque auraient fourni l'énergie nécessaire pour cette expansion. Au moment de sa libération, le xénon 129 s'est mélangé à un volume d'air déjà très réduit, d'où sa concentration relativement plus importante sur Mars que sur Terre.

– LE PARADOXE DU MANQUE D'OXYGÈNE DANS L'ATMOSPHÈRE DE VÉNUS

L'atmosphère actuelle de Vénus est quasiment dépourvue de vapeur d'eau ($2 - 3 \times 10^{-4}$, ≈ 10 cm précipitables) mais le rapport $\frac{D}{H}$ observé y est 120 ± 40 fois supérieur à celui de l'eau terrestre. Ceci suggère qu'un important réservoir d'hydrogène, initialement contenu dans l'eau, a été perdu par évaporation, ce qui a eu pour effet de concentrer le deutérium, plus lourd, dans l'atmosphère. Il est difficile, à partir de ce rapport $\frac{D}{H}$, d'estimer le réservoir initial car cela suppose de connaître l'efficacité du fractionnement en masse, qui est fonction du processus d'évaporation (Jeans, hydrodynamique, non-thermique) et qui, pour chacun de ces processus dépend de nombreux paramètres (température, composition de l'atmosphère...). En l'absence d'hypothèse sur ces paramètres, on peut simplement conclure que, si le réservoir d'eau initial de

Vénus avait la même composition isotopique que l'eau terrestre, il y avait au moins 120 fois plus d'eau à l'origine, ce qui correspond à environ 10 mètres d'eau liquide à la surface.

Cependant, on pense que les très hautes pression et température à la surface de Vénus ont été obtenues par évaporation d'un océan d'eau primitif [Shimazu et Urabe, 1968] c'est-à-dire $\sim 0.1 Ga$ (0.1 milliard d'années) après la formation de la planète. Un tel processus est probablement le résultat d'une atmosphère dense (de plusieurs centaines de bars) qui a générée un fort effet de serre empêchant le CO_2 de former des carbonates comme dans le cas de la Terre où plusieurs dizaines de bars de CO_2 sont estimés piégés dans les roches sédimentaires du plancher océanique. Lors de cet épisode d'effet de serre, il y a d'abord eu la photodissociation des molécules d'eau, puis échappement de l'hydrogène. Cet échappement est en principe capable d'enlever le contenu total d'hydrogène présent dans l'océan. Kasting et Pollack [1983] ont montré que cela pouvait se produire en moins de 2 Ga par échappement hydrodynamique. Mais quel est le destin des molécules d'oxygène contenu dans les molécules d'eau? Dans le cas d'un flux d'échappement d'hydrogène très fort, les espèces lourdes comme l'oxygène peuvent être emportées avec l'hydrogène selon la théorie développée par Hunten [1973]. Chassefière [1996], dans son modèle analytique, montre que les petits corps comme Mars, peuvent perdre une grande partie de leur oxygène au cours d'un épisode d'échappement primitif de type effet de serre ; mais cette perte n'est que partielle dans le cas de Vénus et de la Terre voire nulle dans le cas d'exoplanètes de type terrestre. Sa simulation montre qu'un échappement primitif de type effet de serre peut donc générer une atmosphère abiotique massive riche en oxygène, pourvu que la planète soit de taille suffisamment importante (rayon > 1.5 rayons terrestre) afin que son champ gravitationnel empêche l'échappement hydrodynamique de l'oxygène.

Dans le cas de Vénus, le flux solaire EUV ne semble pas assez important pour permettre l'échappement de tout l'oxygène restant après l'échappement hydrodynamique de l'hydrogène [Chassefière, 1996a]. Pour cette raison, on a étudié la possibilité que le vent solaire ait joué un rôle important renforçant l'échappement hydrodynamique, d'abord à l'aide d'un modèle hybride d'échappement de Jeans [Chassefière, 1996b] ; puis en utilisant une approche simplifiée dans le cas d'un vent solaire primitif très fort, 30 à 1000 fois plus dense que le vent solaire actuel [Chassefière, 1997]. Il a été montré que d'un point de vue énergétique, un fort vent solaire primitif pouvait potentiellement augmenter les flux d'échappement hydrodynamiques jusqu'au niveau requis pour un important échappement d'oxygène. L'oxydation de la croûte est aussi potentiellement capable de prélever de l'oxygène de l'atmosphère vénusienne sur des échelles de

temps géologiques, à condition que les processus de ressurgissement aient été aussi importants que sur Terre.

Il n'existe actuellement que très peu d'estimations quantitatives fondées sur l'évolution/la perte d'eau sur Mars et Vénus. On peut citer par exemple les travaux de *Lammer*, [2003] et de *Lundin*, *Lammer et Ribas* [2007] concernant Mars ainsi que ceux de *Kulikov et al.*, [2006] pour Vénus.

En résumé, un scénario possible d'évolution atmosphérique pourrait être :

1. Accrétion d'eau par les planètes de type terrestre pendant $\approx 5 \times 10^7$ à 10^8 ans, avec un réservoir final d'eau équivalent à ≈ 1 océan terrestre (0.7 – 1.0) sur Terre, moins sur Vénus à cause du fort échappement hydrodynamique et sur Mars à cause des effets combinés de l'échappement hydrodynamique et de l'érosion par impact.
2. Accrétion continue de moins de ≈ 0.3 océan terrestre pour la Terre et Vénus pendant $\approx 10^8$ à 10^9 années (forte période de bombardements) et certainement beaucoup moins pour Mars [Chyba, 1990], sans échappements hydrodynamiques importants.
3. "Sputtering", pertes ionosphériques et par pickup ont commencé à agir de façon significative sur l'atmosphère de Mars après l'effondrement du champ magnétique intrinsèque de cette planète, il y a 3.7 milliards d'années et ont dominé probablement la perte vers l'espace induite par la recombinaison dissociative. Actuellement, les réactions photochimiques, les pertes ionosphériques et par "pickup" sont les processus dominants à la fois sur Mars et sur Vénus et les échappements qu'ils engendrent viennent d'être mesurés comme le décrit la troisième section.

Ce scénario est loin de fournir une image auto-cohérente, mais il souligne l'importance des mécanismes d'échappement pour la compréhension de l'évolution des planètes de type terrestre. La figure 2.3 présente la chronologie des différents éléments majeurs qui ont pu conduire à un changement de l'atmosphère martienne et vénusienne.

2.3 Les processus d'échappement

L'un des challenges actuels en géophysique et sciences atmosphériques est l'étude de l'évolution et de l'échappement des atmosphères planétaires. Il existe deux grands processus d'échappement, chacun se divisant en deux catégories en fonction de l'altitude à laquelle ils entrent en jeu :

1. L'ÉCHAPPEMENT THERMIQUE

- mécanismes collisionnels (échappement hydrodynamique)
- mécanismes non-collisionnels (échappement de Jeans)

2. L'ÉCHAPPEMENT NON-THERMIQUE

- mécanismes collisionnels (photochimie, "sputtering")
- mécanismes non-collisionnels (ions "pickup", "polar wind", accélération par la force $j \times B$, accélération par les ondes)

2.3.1 L'échappement thermique

Les concepts de base sur l'échappement atmosphérique des planètes ont été posés par *Jeans*, [1925]. Ils ont été étendus et développés dans les années 60 par *Chamberlain*, [1961, 1963], *Öpik et Singer*, [1961], *Chamberlain et Hunten*, [1987]. On trouve au dessus du niveau de l'exobase 3 types de particules correspondants à 3 types de trajectoires : (i) les trajectoires ballistiques, (ii) les trajectoires satellites, (iii) les trajectoires d'échappement. Chamberlain a calculé le profil vertical terrestre de la densité atmosphérique dans l'exosphère et en a conclu que la basse exosphère est quasi isotherme, à la température T_{ex} . La hauteur d'échelle équivalente augmente dans la haute exosphère due à la contribution des particules d'échappement. Cet échappement peut être caractérisé par un paramètre d'échappement λ sans dimension représentant le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie thermique.

* Cas n°1 : $\lambda_{ex} \gg 1$

Ce cas correspond aux conditions d'échappement présentes aux sommet des atmosphères planétaires. L'échappement correspondant est appelé échappement de Jeans. La distribution Maxwellienne diminue lentement de manière quasi stable : seuls les atomes dans l'aile lointaine très énergétique de la distribution peuvent s'échapper lorsque leur vitesse est supérieure à la vitesse de libération (voir figure 2.4). On remarque que le flux d'échappement doit être corrigé par un facteur (de l'ordre de 0.5–0.8) car l'aile énergétique ne se repeuple pas dès que les atomes se sont échappés.

* Cas n°2 : $\lambda_{ex} \approx 1$

Le flux solaire EUV, était par le passé assez puissant pour produire un fort échappement, appelé échappement hydrodynamique (semblable à l'expansion des gaz cométaires) : l'atmosphère s'échappe globalement à une vitesse voisine de sa vitesse thermique (voir figure 2.4).

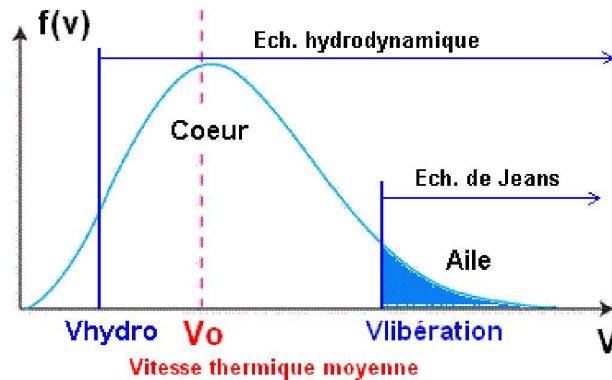


FIG. 2.4 – Distribution Maxwellienne des vitesses : les particules pouvant s'échapper par échappement de Jeans sont celles présentes dans l'aile de la distribution où la vitesse est supérieure à la vitesse de libération. L'échappement hydrodynamique a lieu pour $V > V_{hydro}$ (voir paragraphe 3.1.2).

Le calcul du paramètre d'échappement λ (énergie cinétique / énergie thermique) donne :

$$(3) \lambda(r) = \frac{(\frac{1}{2}mv_{esc}^2)}{k_B T}$$

où v_{esc} est la vitesse d'échappement à l'altitude r et k_B la constante de Boltzmann ($v_{esc} = \sqrt{\frac{2GM}{r}}$, où G est la constante gravitationnelle et M la masse de la planète). Dans ce cas, le paramètre d'échappement peut s'exprimer comme une fonction de l'altitude et de la température. En considérant l'accélération de chute : $g = \frac{MG}{R^2}$, où R est le rayon de la planète, on obtient :

$$(4) \lambda(r) = \frac{\frac{1}{2}m(\sqrt{\frac{2GM}{r}})^2}{k_B T} = \frac{\frac{1}{2}m(\sqrt{\frac{2gR^2}{r}})^2}{k_B T} = \frac{mgR^2}{k_B T r}$$

où comme une fonction de la hauteur d'échelle :

$$(5) \lambda(r) = \frac{R^2}{Hr}, \text{ avec la hauteur d'échelle } H = \frac{k_B T}{mg}.$$

On note que le paramètre d'échappement est aussi la valeur absolue de l'énergie potentielle en unités de $k_B T$. La loi de distribution de densité verticale, exprimée dans l'équation (2), peut aussi s'écrire comme une fonction du paramètre d'échappement :

$$(6) \quad n(\lambda) = n(\lambda_0) \exp[-(\lambda_0 - \lambda)]$$

On remarque que cette expression est le strict équivalent de la loi barométrique de l'équation (1) (qui est elle incorrecte car on néglige la variation de g avec l'altitude) en remplaçant $\frac{z}{H}$ par λ .

A haute altitude (faible pression), la force de pression n'intervient plus à cause de la rareté des collisions : la loi hydrostatique n'est plus vérifiée. On peut cependant écrire l'approximation suivante (dans l'hypothèse où l'atmosphère est un gaz incompressible de masse volumique ρ) :

$$(7) \quad \frac{dp}{dz} \approx \rho g \approx \frac{p}{H}$$

La force de pression est donc efficace si le milieu est collisionnel sur une échelle spatiale typique de l'ordre de H , ce qui signifie que le libre parcours moyen :

$$(8) \quad L(z) = \frac{1}{\sqrt{2n(z)\sigma}}$$

où σ est la section efficace de collision, doit être plus petit que H .

Remarque : La hauteur d'échelle atmosphérique est également utilisée pour fixer le début de l'exosphère en définissant l'exobase comme étant l'altitude à laquelle le libre parcours moyen horizontal d'une particule atmosphérique devient comparable à la hauteur d'échelle associée à la pression. Au niveau de l'exobase on aura donc : $L(z_{ex}) \approx H$.

On notera λ_{ex} le paramètre d'échappement proche de l'exobase. Plus le paramètre λ_{ex} est petit et plus l'échappement est important, comme le montre la figure 2.5.

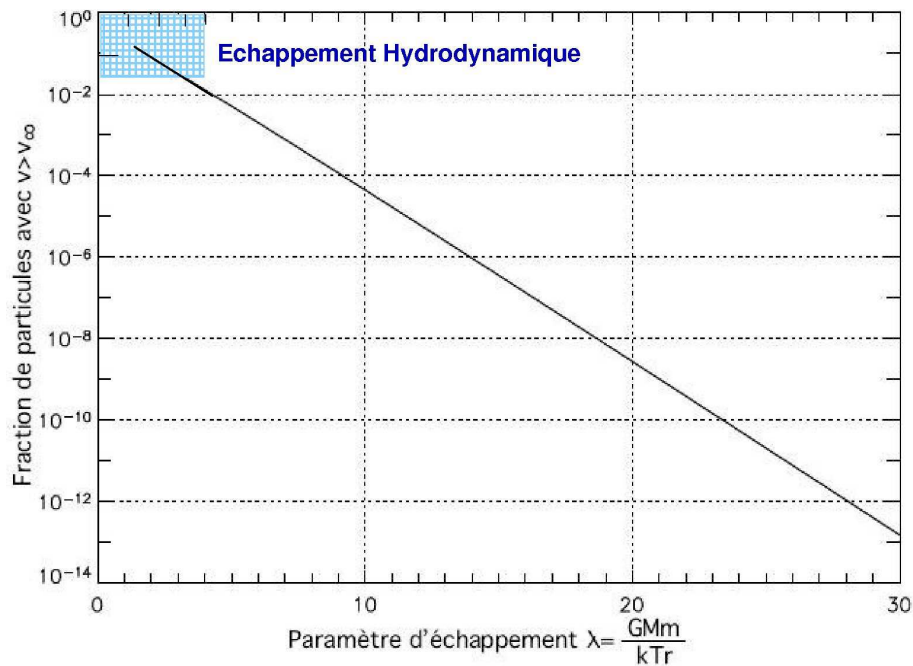


FIG. 2.5 – Proportion de particules en échappement, en fonction du paramètre λ . Cette fraction, multipliée par la concentration du constituant considéré et par la vitesse de libération, ici v_∞ , donne le taux d'échappement de Jeans.

On considère généralement que l'atmosphère est totalement liée à la planète pour $\lambda_{ex}^H > 30$ (cas de Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune) et que l'échappement devient important pour $\lambda_{ex}^H < 15$ (voir tableau 2.3). Lorsque $\lambda_{ex}^H < 1.5$, la température dépasse la température critique du composé i , $T_{c,i} = \frac{2GMm_i}{3k_B r}$, et l'énergie thermique moyenne des particules $\frac{3k_B T}{2m_i}$ dépasse leur énergie gravitationnelle $\frac{GMm_i}{r}$. Pour $\lambda_{ex}^H \lesssim 5$, (cas de Mercure, Europe Triton et Pluton) l'échappement devient un phénomène majeur et doit être traité par un modèle hydrodynamique : la hauteur d'échelle diverge, l'exobase n'est plus définie et les constituants les plus lourds sont entraînés par le flot des éléments plus légers. Si $T \approx T_{c,i}$ et que i est un constituant atmosphérique majoritaire, on parle de "blow-off" : l'atmosphère n'est plus gravitationnellement liée à la planète, même à des altitudes où les collisions ne sont pas négligeables, et toute l'atmosphère est globalement entraînée dans un vent planétaire (par analogie au vent solaire), dont la vitesse approche ou dépasse la vitesse du son.

La très grande valeur de λ_{ex} pour Vénus apparaît à partir des faibles températures exosphériques. Pour Vénus, l'échappement thermique est insignifiant aujourd'hui, et les processus non-thermiques jouent un rôle dominant (voir la section suivante 3.2).

Le flux d'échappement F_{esc} est obtenu par l'intégration, à l'altitude z_{ex} et sur 2π stéradians, du flux de particules s'échappant de la planète avec une vitesse supérieure à la vitesse de libération ou d'échappement v_{esc} (10.8 km s^{-1} pour la Terre, 10.2 km s^{-1} pour Vénus et 4.8 km s^{-1} pour Mars), en supposant une fonction de distribution des vitesses maxwellienne (voir figure 2.4) :

$$(9) F_{esc} = n_{ex} \cdot u_{eff} \quad [\text{Flux d'échappement de Jeans}]$$

où la "vitesse d'effusion" est donnée par l'expression suivante :

$$(10) u_{eff} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} (1 + \lambda_{ex}) \exp[-\lambda_{ex}] \approx u_{th} \exp[-\lambda_{ex}]$$

où u_{th} est la vitesse thermique la plus probable : $u_{th} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$.

La relation (9) peut alors s'écrire :

$$(11) F_{esc} \approx n_{ex} \cdot u_{th} \exp[-\lambda_{ex}]$$

On peut noter que u_{eff} (qui est typiquement de l'ordre de quelques dizaines ou centaines de cm s^{-1}) est plus petite que v_{esc} , car c'est une valeur moyenne appliquée à tous les atomes présents au niveau de l'exobase.

Les valeurs d'altitude de l'exobase : z_{ex} , de vitesse d'échappement : v_{esc} , de température : T_{ex} , du paramètre d'échappement : λ_{ex} , de la vitesse d'effusion : u_{eff}^H pour l'hydrogène atomique, de l'énergie d'échappement pour H : $E_{esc}^H = \frac{1}{2} m v_{esc}^2$ et pour O : E_{esc}^O pour les 3 planètes : la Terre, Mars et Vénus ont été reportées dans le Tableau 2.3.

Planète	$z_{ex}(km)$	$v_{esc}(k \text{ m s}^{-1})$	$T_{ex}(K)$	λ_{ex}	$u_{eff}^H(\text{cm s}^{-1})$	$E_{esc}^H(eV)$	$E_{esc}^O(eV)$
Terre	500	10.8	1000	7.1	800	0.61	9.69
Vénus	200	10.2	275	22.9	0.0002	0.54	8.64
Mars	250	4.8	300	4.6	340	0.12	1.91

TAB. 2.3 – *Caractéristiques de l'exobase et paramètres d'échappement de l'hydrogène atomique, pour les 3 planètes : la Terre, Vénus et Mars. On rappelle que plus le paramètre λ_{ex} est petit et plus l'échappement est important.*

2.3.1.1 L'échappement de Jeans (processus non-collisionnels)

A très haute altitude, les espèces atomiques de faibles masses, telles que l'hydrogène et l'hélium, peuvent atteindre des vitesses supérieures à la vitesse de libération de la planète et s'échapper, pourvu qu'il n'y ait pas d'autres collisions. Ce flux d'échappement fait référence à l'échappement thermique ou échappement de *Jeans* [1925] et dépend de la température ambiante. Il se produit à des altitudes où l'atmosphère est non-collisionnelle, c'est-à-dire au-dessus de l'exobase, donc dans l'exosphère et ne concerne généralement que H (et H_2 , parfois He). Les hypothèses concernant l'échappement de Jeans sont au nombre de trois : 1) L'atmosphère est considérée être en équilibre hydrostatique (même si elle s'échappe), 2) l'atmosphère est supposée isotherme (même si elle perd de l'énergie), 3) la vitesse des molécules est décrite par la fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann. Le concept de cet échappement est intéressant car le lieu précis de l'exobase n'est pas important. Cette forme d'échappement se déroule sous des conditions actuelles, mais à un taux très lent : $\approx 10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ sur Terre, $\approx 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ sur Mars (et est quasi-inexistante aujourd'hui sur Vénus. La principale raison de la différence de λ_{ex} entre Mars et Vénus n'est pas due à la T_{ex} qui est comparable sur les deux planètes mais à l'accélération gravitationnelle g et à la masse qui sont plus grandes sur Vénus que sur Mars.), ce qui représente cumulé sur 3-4 milliards d'années, l'équivalent de plusieurs mètres d'eau. Pour le deutérium atomique D , l'échappement est plus faible. Sur Terre $u_{eff}(D) \approx 1 \text{ cms}^{-1}$, sur Mars $u_{eff}(D) \approx 3 \text{ cms}^{-1}$. L'échappement de Jeans est beaucoup moins efficace pour le deutérium que pour H . Aujourd'hui, seul H s'échappe des atmosphères de façon importante par échappement thermique. Même D a un faible taux d'échappement, et les éléments lourds comme He , C , N et O ne s'échappent pas de façon importante par le mécanisme de Jeans. Par exemple, la vitesse d'effusion des atomes de He à 500 km d'altitude dans l'atmosphère terrestre est de seulement $1.3 \times 10^{-6} \text{ cms}^{-1}$ [Banks et Kockarts, 1973].

La difficulté principale du traitement de l'échappement thermique provient du fait que l'approximation de Jeans n'est applicable dans la pratique qu'aux cas où le taux d'évaporation est faible, c'est-à-dire pour les valeurs de λ_{ex} élevées (généralement $\lambda_{ex} > 5$). Les raisons sont multiples : tout d'abord, l'approximation de Jeans suppose une distribution des vitesses à l'équilibre thermodynamique local, or l'échappement appauvrit fortement la population "chaude" tandis que l'absence de collisions ne permet pas le rétablissement rapide de la distribution maxwellienne [Brinkmann, 1971]. Par ailleurs, plus l'échappement est important, plus la structure de

l'exosphère s'écarte de l'équilibre hydrostatique supposé, pour dériver la formule de Jeans (relation (9)). Enfin, l'abondance d'un composé mineur à l'exobase est déterminée par un état stationnaire entre le taux d'échappement et le flux d'atomes provenant des niveaux inférieurs et qui diffusent dans les composés majoritaires. Qu'est-ce qui contrôle le flux d'échappement ? Connaissant les profils de température et de densité dans la haute atmosphère, on peut calculer le flux d'échappement de Jeans mais un grand flux d'échappement peut altérer les distributions de température et de densité. Le problème est alors de coupler les processus d'échappement aux processus qui se passe dans la partie basse de l'atmosphère ("the diffusion limit"). Pour de très grands taux d'échappement, la vitesse ascendante de l'atmosphère altère le profil de température : on observe un refroidissement adiabatique, on doit alors coupler le calcul de température avec celui du flux d'échappement ("hydrodynamic/energy-limited escape").

2.3.1.2 L'échappement hydrodynamique (processus collisionnels)

La théorie de l'échappement hydrodynamique des gaz a été développée par *Hunten, [1973]*, et a été appliquée à la division de masse des atmosphères planétaires par *Zahnle et Kasting, [1986]* et *Hunten et al., [1987]*. Cet échappement est analogue aux expansions solaires et au vent polaire ou à l'expansion observée au niveau des comètes. Une très grande quantité d'énergie EUV (Extrême Ultra Violet) doit être envoyée pour s'affranchir de la gravité. Les faibles valeurs de λ_{ex} peuvent être atteintes par des thermosphères riches en H ou H_2 chauffées par un fort flux solaire EUV (cas du soleil lorsqu'il était jeune [*Zahnle et Walker, 1982*]).

L'échappement hydrodynamique correspond à l'action d'entraînement d'un gaz léger dont les constituants peuvent s'échapper sur les constituants d'un gaz plus lourd lié gravitationnellement. Dans l'hypothèse d'un échappement hydrodynamique, l'atmosphère n'est plus liée gravitationnellement à la planète, même à des altitudes où les collisions ne sont pas négligeables, et toute l'atmosphère est globalement entraînée dans un vent planétaire. Cet échappement correspond au comportement asymptotique de l'échappement de Jeans et aux faibles valeurs de λ_{ex} (voir figure 2.5). Il nécessite un flux important pour le gaz léger, caractéristique des conditions solaires primitives. Si la vitesse d'échappement est de l'ordre de la vitesse sonique ou thermique, alors l'entraînement affecte tous les autres gaz.

- Si le point sonique est atteint au-dessus de l'exobase, les densités sont faibles, l'entraînement est négligeable et la formulation de Jeans est valide (cas où $\lambda_{ex} \gg 1$ et $u_{eff} \ll u_{th}$), ce qui correspond au cas des exosphères actuelles.
- Si le point sonique est atteint au dessous de l'exobase, l'entraînement est important et la formulation de Jeans n'est plus valide (le flux est diminué par l'entraînement). L'entraînement du gaz lourd doit alors être traité par une équation de diffusion. Ici, $\lambda_{ex} \sim 1$ et $u_{eff} \sim u_{th}$, conditions correspondantes aux atmosphères primitives (fort flux solaire EUV, température élevée).

Remarque : L'échappement hydrodynamique entraîne généralement un fractionnement isotopique $\frac{D}{H}$ faible mais il s'appliquera à une quantité de gaz importante. En revanche, l'échappement de Jeans peut être efficace pour le fractionnement de masse à cause de la dépendance exponentiellement négative du flux, mais comme il opère dans une région de faible densité, une quantité limitée de gaz sera affectée.

L'échappement hydrodynamique requiert une thermosphère très chaude. En effet, en supposant une augmentation progressive du flux solaire EUV à partir des conditions actuelles (1 EUV) jusqu'à 10 fois la valeur actuelle (comme ce serait le cas si on retournait à l'époque où il régnait un flux de 10 EUV, soit 4 milliards d'années) : d'abord, la température de la haute atmosphère augmente, et par conséquent le niveau de l'exobase augmente. A un certain niveau du flux EUV, il n'y a plus de solution (quasi)statique, et l'altitude de l'exobase z_{ex} suit alors une augmentation divergente jusqu'à l'infini. Il n'y a pas d'autres moyens de convertir l'énergie solaire EUV en énergie thermique : l'excès d'énergie thermique est directement converti en énergie cinétique permettant ainsi l'échappement hydrodynamique. Alors que l'échappement de Jeans se produit quand seulement une fraction des atomes, dans l'aile énergétique de la distribution de Maxwell, est perdue dans l'espace (dans un état quasi stationnaire ; c.f. figure 2.4), l'échappement hydrodynamique est le résultat d'une rapide déplétion de la distribution maxwellienne totale, qui ne peut pas être repeuplée sur des échelles de temps suffisamment courtes.

2.3.2 L'échappement non-thermique

NATURE GÉNÉRALE DES PROCESSUS NON-THERMIQUES

Alors que les atomes d'hydrogène sont suffisamment légers pour être enlevés de l'atmosphère martienne par échappement thermique ($\lambda_{ex} \sim 4.6$; contrairement à Vénus où cet échappement est insignifiant), les espèces plus lourdes, comme l'oxygène ou l'azote, ne parviennent pas à s'échapper efficacement par échappement de Jeans. Si l'oxygène ne parvient pas à s'échapper de l'atmosphère martienne, la photodissociation de H_2O , suivie de l'échappement thermique de l'hydrogène, doit avoir pour résultat la libération d'atome d'oxygène libre dans l'atmosphère martienne. Si on suppose que la surface ne piège pas l'oxygène (par oxydation continue de la surface), une atmosphère de plusieurs centaines de millibars a due s'accumuler pendant les derniers milliards d'années de l'évolution martienne mais cela n'est pas observé. Les mécanismes responsables de la perte d'oxygène sont maintenant relativement bien identifiés. Ils sont dus à différents types de processus, résultant tous de l'interaction des atmosphères de Mars et Vénus avec les photons EUV, les particules chargées et le champ magnétique du vent solaire.

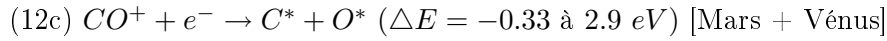
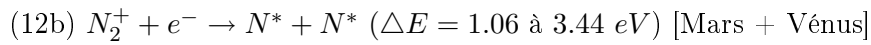
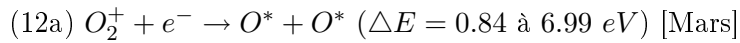
Les 2 types d'échappement non-thermiques comprennent :

1. Les mécanismes collisionnels, tels que l'échappement photochimique et le "sputtering".
2. Les mécanismes non-collisionnels, tels que les ions pickup, l'accélération $j \times B$, le vent polaire et l'accélération par les ondes ([*Ergun et al., 2006*], [*Lundin et al., 2006*]).

2.3.2.1 Les mécanismes collisionnels

a) L'échappement photochimique : recombinaison dissociative

Les premiers processus identifiés conduisant à la perte de neutres dans l'espace sont régis par la photochimie [*McElroy, 1972*]. Parmi ceux-ci la recombinaison dissociative des ions est le plus important pour produire des atomes de O près de l'exobase, avec une énergie suffisante pour s'échapper. La recombinaison dissociative est produite par la photoionisation EUV; la recombinaison des ions nouvellement formés avec des électrons entraînant la formation de neutres énergétiques peut être décrite comme suit pour les principaux ions des atmosphères martienne et vénusienne :



Les recombinaisons dissociatives nécessitent deux étapes : la formation d'un intermédiaire réactionnel instable puis la formation de deux fragments neutres ou excités. De telles réactions sont exothermiques et produisent un excès d'énergie cinétique ΔE . Cette énergie est parfois supérieure à l'énergie d'échappement des atomes produits (par exemple, 1.9 eV au niveau de l'exobase de Mars pour O , 1.72 eV pour N et 1.48 eV pour C). La première réaction, relative à la production d'atomes d'oxygène "chauds" (ou énergétiques ou excités), est le principal processus à l'origine de l'échappement actuel des atomes neutres d'oxygène dans l'espace, et de la couronne formée d'atomes d'oxygène chauds [McElroy, 1972; Nagy et al., 1990; Lammer et Bauer, 1991; Luhmann et al., 1992; Zhang et al., 1993a, 1993b; Lammer et al., 1996; Luhmann, 1997; Kim et al., 1998; Hodges, 2000]. Pour les atomes d'azote énergétiques [McElroy, 1972; Fox, 1993], la recombinaison dissociative de N_2 est un processus important, de même que la photoionisation et la dissociation de N_2 [Fox, 1993]. Le taux d'échappement des atomes de carbone et la production d'une couronne d'atomes de carbone énergétiques ont été étudiés par [Fox et Ha, 1999; Fox et Bakalian, 2001 et Nagy et al., 2001] qui ont conclu que la photodissociation des molécules de CO contribue, au même niveau que la recombinaison dissociative, à la production de carbone énergétique.

b) Le "Sputtering"

Lorsqu'une partie des ions solaires incidents et des ions planétaires accélérés ("pick-up") par le champ électrique d'origine solaire (c.f. 3.2.2) réimpactent la haute atmosphère neutre avec suffisamment d'énergie pour éjecter des particules neutres de l'atmosphère on parle de "sputtering". Le "sputtering" est un processus d'échappement induit par le vent solaire.

Ce "sputtering" de l'atmosphère par une partie des ions "pick-up" [Luhmann et Kozyra, 1991] est un processus suffisamment important pour avoir contribué à la perte dans l'espace d'une grande partie de l'atmosphère martienne au cours de son histoire. Comme les ions O^+ ou O_2^+ ont, dans leur mouvement autour des lignes de champ interplanétaires, des girorayons de

l'ordre du rayon martien, une partie de ces particules peut réimpacter l'atmosphère martienne avec suffisamment d'énergie pour induire l'éjection de particules atmosphériques neutres. Sur Vénus, le girorayon des particules est nettement inférieur au rayon vénusien d'où un effet du "sputtering" plus important. C'est l'absence de champ magnétique intrinsèque sur Mars et Vénus qui permet cette interaction, et c'est la présence d'un tel champ magnétique qui protège la Terre d'un échappement aussi significatif.

2.3.2.2 Les mécanismes non-collisionnels

a) Les ions "pickup"

Les ions dits "pickup" sont produits par photoionisation mais aussi par impact électronique et échange de charge des atomes ou molécules issues de l'exosphère de la planète, que l'on trouve dans le vent solaire et qui se déplacent à une vitesse voisine de celle du vent solaire. Ces atomes ou molécules sont donc au repos (vitesse nulle) dans le référentiel lié à la planète. Une fois ionisés, ils sont soumis au champ magnétique interplanétaire et au champ électrique de convection $\vec{E}_{conv} = -\vec{V}_{SW} \times \vec{B}$, créé par le mouvement du plasma magnétisé, dans le référentiel lié à la planète. Ces ions nouvellement créés commencent alors à girer autour du champ magnétique et sont accélérés ou "picked-up" comme l'illustre la figure générale 2.6 et le schéma de la figure 2.7. Dans le repère lié à la planète, la trajectoire est une cycloïde.

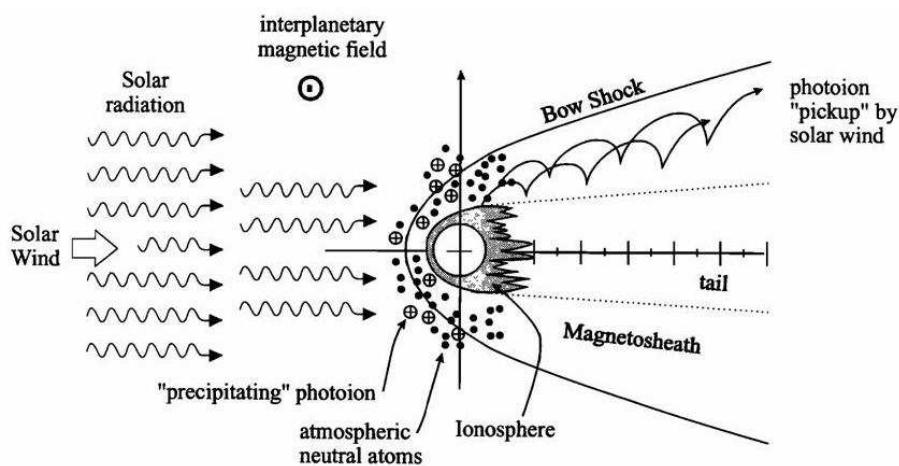


FIG. 2.6 – Schéma de l'interaction du vent solaire avec Vénus et Mars et de l'échappement induit des ions par le vent solaire. Les ions produits dans le vent solaire par la photoionisation et/ou par échange de charge sont soit libérés par le vent solaire (échappement) soit redirigés dans la basse atmosphère (adapté de Luhmann et Kozyra, [1991]).

Dans le repère lié à la planète (qui se déplace à la vitesse $-V_{SW}$ par rapport au vent solaire), la vitesse des ions varie de 0 (minimum de la cycloïde - particules dont la vitesse est $-V_{SW}$ dans le référentiel du vent solaire) à $2V_{SW}$ (sommet de la cycloïde - particules dont la vitesse est $+V_{SW}$ dans le référentiel du vent solaire) comme le montre le schéma de la figure 2.7. L'énergie maximale des ions pickup est donc :

$$(13) \quad E = \frac{M_{ion}(2V_{SW})^2}{2} = 4 \frac{M_{ion}V_{SW}^2}{2}$$

Donc, avec une vitesse du vent solaire de $V_{SW} \approx 400 \text{ km s}^{-1}$, l'énergie des protons est de l'ordre de 3 keV et de plusieurs dizaines de keV pour les ions lourds. De même, les ions auront de grands rayons de giration dans le vent solaire (d'autant plus grand que l'atome est lourd) :

$$(14) \quad R = \frac{M_{ion}V_{SW\perp}}{qB}$$

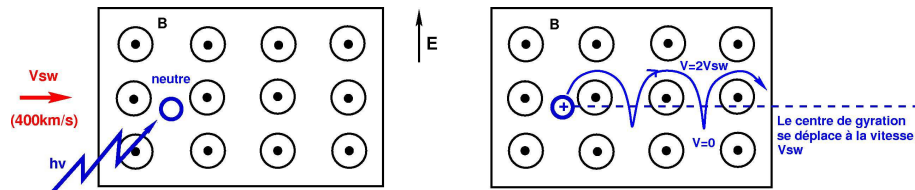


FIG. 2.7 – Illustration de la manière dont est accéléré un ion (pickup) dans un plasma magnétisé en mouvement.

Le phénomène pickup, qui débute dans le vent solaire, freine les lignes de champ qui collectent des ions pickup et sont donc alourdies par ces mêmes ions. On parle alors de "mass loading". Loin de la planète, le "mass loading" est faible à cause de la faible densité des neutres exosphériques. On suppose que la vitesse du plasma reste proche de celle du vent solaire. En revanche, le "mass loading" devient important à l'approche de la planète où la densité des particules ionosphériques est élevée. Ce chargement en masse entraîne un fort ralentissement du vent solaire. Si en amont de la planète, les tubes de flux gelés dans le vent solaire se déplaçaient à une vitesse voisine de celle du vent solaire ($V \approx 400 \text{ km s}^{-1}$), elle n'est plus que de $V \approx 5 \text{ km s}^{-1}$ à l'arrière de la planète après le passage de l'ionosphère. Par conséquent, l'énergie des ions pickup proches de la planète est nettement beaucoup plus petite ainsi que le rayon de Larmor des ions.

Ce phénomène des ions pickup est intéressant car il produit des signatures observables au voisinage de la planète sous forme d'ions lourds. On distingue les ions pickup des ions issus de la couronne par trois propriétés :

- Contrairement aux ions de la couronne, les ions pickup ne sont ionisés qu'une fois.
- Leur distribution spatiale est différente de celle des ions du vent solaire, ce qui révèle leur origine.
- Leur distribution des vitesses est extrêmement différente de celle des ions du vent solaire.

b) Accélération par $\vec{j} \times \vec{B}$

A l'approche de la planète, le phénomène de "mass loading" s'amplifie d'où le "drapping" des lignes de champ observé autour de la planète. Une même ligne de champ n'aura donc pas la même vitesse selon qu'elle passe ou non dans l'ionosphère. La partie passant dans l'ionosphère sera très alourdie par le matériel planétaire, elle sera très ralentie contrairement aux parties ne touchant pas l'ionosphère qui conserveront la vitesse de déplacement des lignes de champ c'est à dire celle du vent solaire (voir figure 2.8 B). La masse se trouve donc concentrée dans la courbure des lignes de champ.

Cette courbure entraîne l'apparition d'un courant j perpendiculaire au champ magnétique (voir figure 2.8 C). La force de Laplace : $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$ et agissant sur un élément de plasma sera maximale au niveau de la courbure (voir figure 2.8 D). Elle agit aussi bien sur les ions que sur les électrons. L'accélération provoquée par cette force est dominante au centre de la queue : on parle d'effet fronde ou "slingshot".

Cependant, comme le montre les observations (chapitre IV) un autre mécanisme intervient : les ions qui ont un rayon de Larmor et une masse nettement supérieurs à ceux des électrons peuvent être considérés comme non-magnétisés (i.e. on suppose qu'ils ont une vitesse nulle avant accélération) et la force $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$ agira donc sur les électrons, considérés comme un fluide magnétisé qui se déplace avec les lignes de champ, afin de séparer les ions et les électrons, ce qui aboutira finalement à l'apparition d'un champ électrique de séparation de charge responsable de l'accélération des ions planétaires.

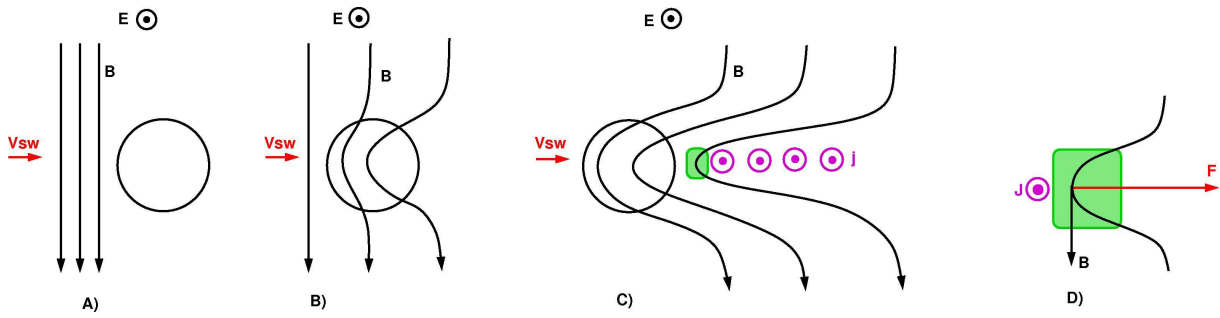


FIG. 2.8 – Représentation schématique de l'accélération des particules chargées par la force $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$.

c) "Polar wind"

La théorie classique du vent polaire ou "polar wind" a été développée par *Banks [1968]* et *Holzer [1969]*. Le terme de vent polaire est normalement associé au flot de plasma sortant de l'ionosphère terrestre aux hautes latitudes de la magnétosphère le long des lignes de champ géomagnétiques. Le plasma du vent polaire est principalement constitué d'ions H^+ , O^+ , He^+ et d'électrons.

Dans le cas de Mars et Vénus, à cause de la tendance des électrons à s'échapper du sommet de l'ionosphère, et de la divergence des lignes de force, il apparaît une faible séparation de charge, ce qui conduit à une force de polarisation électrique :

$$(15) \quad eE = -\frac{1}{N} \frac{\partial P_c}{\partial z} - \frac{1}{8\pi} \frac{1}{N} \frac{\partial B^2}{\partial z}$$

obtenue à partir de l'équation des moments des électrons [*Hartle et Grebowsky, 1995*] où E est le champ électrique, e est la charge de l'électron, $\frac{\partial P_c}{\partial z}$ est le gradient de pression cinétique des électrons et $\frac{\partial B^2}{\partial z}$ est le gradient de pression magnétique.

Cette force fait "flotter" les ions légers (H^+) comme on peut le voir en estimant son importance relative à travers le rapport : $\frac{\text{densité} F_{\text{électrique}}}{\text{densité} F_{\text{gravitationnelle}}} = \frac{n_j e E}{n_j m_j g}$ pour un gaz d'ions j .

Il est clair que le champ de polarisation joue un rôle majeur dans l'accélération des espèces légères telles H^+ et D^+ dans l'exosphère ionisée de Mars ou de Vénus. L'échappement de ces espèces par ce champ de polarisation est similaire à celui lié au vent polaire terrestre.

Le vent polaire polaire peut aussi être renforcé par les ondes comme l'a décrit *Shukla [1996]*, *Guglielmi et Lundin [2001]* ce qui offre un mécanisme d'échappement pour les ions lourds.

Remarque : Il existe un autre "type" d'accélération par l'effet d'ondes via l'interaction onde-particule (cf. la théorie quasi linéaire développée par *Coates [1991]*).

2.3.3 Conclusion

La diversité des mesures ou des simulations effectuées pour Mars et Vénus illustre la grande incertitude qui prévaut quand on essaie d'estimer l'échappement total au cours de l'histoire de ces deux planètes (c.f tableau 2.4). La conclusion de *Ma et al., [2002]* pour Mars et de *Fedorov et al., [2009]* pour Vénus, concernant la perte ionosphérique suggère que la perte dans l'espace est actuellement dominée par l'érosion due au vent solaire.

Modolo et al., [2005] ont montré que les paramètres du flux solaire tels que le champ magnétique interplanétaire, la vitesse d'ensemble et la densité totale n'étaient pas fortement modifiés au cours du cycle solaire. La variation du flux solaire EUV, qui gouverne les fréquences de photo-ionisation de même que la densité des neutres de l'environnement martien et vénusien, sont donc les facteurs les plus importants à prendre en compte pour une étude en fonction du cycle solaire. Pour **Mars**, *Ma et al., [2002]* ont conclu que la perte ionosphérique serait plus réduite pendant une activité solaire minimale que lors d'une activité solaire maximale. Cette conclusion montre, que comme la forte non-linéarité de l'évolution de l'échappement induit par le "sputtering" et les ions "pickup" - qui représentent les deux principaux phénomènes d'échappement pour l'oxygène - (multiplié respectivement par 300 et 100 depuis aujourd'hui jusqu'à il y a 2.5 milliards d'années, et par 3000 et 1000 depuis aujourd'hui jusqu'à il y a 3.5 milliards d'années), il existe une forte évolution non-linéaire similaire pour l'échappement ionosphérique (voir l'approche de *Zhang et al. [1993b]* et *Luhmann et al., [1992]* pour évaluer la perte ionosphérique au cours du temps). L'échappement thermique (de Jeans) est le processus d'échappement le plus important concernant les atomes d'hydrogène.

La première preuve de perte d'eau sur Vénus a été amenée par les mesures de la sonde Pioneer Venus Orbiter PVO, qui montrent un enrichissement de l'atmosphère de Vénus en deutérium par rapport à l'hydrogène en comparaison à la Terre. Cette différence montre que l'atmosphère de Vénus a été fortement modifiée par les phénomènes d'échappement. A cause de la forte gravité

sur Vénus ($g_{Venus} = 8.82 \text{ ms}^{-2}$; $g_{Mars} = 3.64 \text{ ms}^{-2}$), la perte atmosphérique induite par le vent solaire est égale ou dépasse les autres moyens d'échappement, et au contraire, les premiers résultats pour **Vénus** montrent que Vénus perd plus d'ionosphère lors de faibles conditions solaires. Les principaux mécanismes d'échappement sur Vénus seraient dus aux ions "pickup" (oxygène et hydrogène) et au champ électrique de polarisation (hydrogène), les autres processus étant bien sûr présents mais moins importants [Barabash *et al.*, 2007].

Le tableau suivant résume les taux d'échappement d'hydrogène et d'oxygène obtenus pour Mars et Vénus, à partir des mesures d'ASPERA-3/4 ou à partir des modèles et simulations.

Planète		MARS		VENUS	
Processus d'échappement		(s^{-1})		(s^{-1})	
MESURES					
Echappement induit par le vent solaire ASPERA-3 ASPERA-4	H^+			7.1×10^{24}	Barabash et al. 2007
	He^+			7.9×10^{22}	Barabash et al. 2007
	O^+	1.6×10^{23}	Barabash et al., 2007	2.7×10^{24}	Barabash et al. 2007
	O_2^+	1.2×10^{23}	Barabash et al., 2007		
	CO_2^+	7×10^{22}	Barabash et al., 2007		
	$[O^+ + CO_2^+]$	3.1×10^{23}	Barabash et al., 2007		
MODELES					
Simulations MHD (Echappement total)	O^+	2.5×10^{23}	Lundin et al., 1990		
	O_2^+	2.9×10^{23}	Lundin et al., 1990		
	CO_2^+	3.1×10^{23}	Lundin et al., 1990		
	$[O^+ + CO_2^+]$	5.4×10^{23}	Lundin et al., 1990		
Modèle hybride (Echappement total)	$[O^+ + CO_2^+]$	5.7×10^{23}	Verigin et al., 1991		
	H^+	42.8×10^{24}	Modolo et al., 2005		
	O^+	0.52×10^{24}	Modolo et al., 2005		
	O_2^+	0.05×10^{24}	Modolo et al., 2005		
	O^+	1.4×10^{25}	Kallio et al., 2005		
	O_2^+	2×10^{25}	Kallio et al., 2005		
Echappement total	$[O^+ + CO_2^+]$	1.0×10^{26}	Fox, 1997		
	$[O^+ + CO_2^+]$	2.7×10^{25}	Liu et al., 1999 Ma et al., 2002		
	$[O^+ + CO_2^+]$	3.5×10^{25}	Hodges Jr., 2000		
		7.0×10^{27}			
Ech. thermique [Jeans]	H	1.5×10^{26}	Anderson et Hord, 1971	2.5×10^{19}	Lammer et al., 2006
Ech. thermique [Monte Carlo]	H	1.0×10^{26}	Shizgal et Blackmore, 1986		
Ech. thermique [Jeans]	H_2	3.3×10^{24}	Krasnopolsky et Feldman, 2001		
Pick up	H^+	1.2×10^{25}	Lammer et al., 2003	1.0×10^{25}	Lammer et al., 2006
	H_2^+	1.2×10^{25}	Lammer et al., 2003	$< 10^{23}$	Lammer et al., 2006
	O^+	3.0×10^{25}	Lundin et al, 1990	1.6×10^{25}	Lammer et al., 2006
		1.0×10^{25}	Lammer et Bauer, 1991		
		6.0×10^{24}	Luhmann et al., 1992		
		8.5×10^{24}	Lichtenegger et Dubinin, 1998		
		3.2×10^{24}	Lammer et al., 2003		
Recombinaison Dissociative	$O_2^+ \rightarrow O^*$	5.0×10^{25}	Mc Elroy, 1972		
		5.0×10^{24}	Lammer et Bauer, 1991		
		3.0×10^{24}	Fox, 1996		
		8.0×10^{25}	Luhmann et al., 1992		
		8.0×10^{25}	Zhang et al., 1993		
		6.0×10^{24}	Luhmann., 1997		
Sputtering	O	3.0×10^{23}	Luhmann et al., 1992	6.0×10^{24}	Luhmann et Kozyra., 1991
	O	4.0×10^{24}	Kass et Yung., 1995,1996		
	O	6.5×10^{23}	Leblanc et Jonhson, 2001		
	O	3.5×10^{23}	Leblanc et Jonhson, 2002		
	CO_2	3.0×10^{23}	Luhmann et al., 1992		
	CO_2	2.3×10^{23}	Kass et Yung, 1993		
	CO_2	5.0×10^{22}	Leblanc et Jonhson, 2002		
	CO	3.7×10^{22}	Leblanc et Jonhson, 2002		
Champ électrique de polarisation	H^+			$\leq 7 \times 10^{25}$	Hartle et Grebowsky, 1993

TAB. 2.4 – Tableau comparatif des différents taux d'échappement de H et O depuis les ionosphères de Mars et Vénus.

2.4 Les études d'échappement depuis Vénus avec VEX

Les atmosphères de Mars et Vénus interagissant directement avec le vent solaire, il en résulte un intense processus d'érosion. C'est ce processus d'érosion que l'on a pu quantifier pour la première fois autour de Vénus, pour des conditions solaires minimales, grâce à l'expérience IMA à bord de Vénus Express. L'interprétation des premiers résultats montre que l'échappement des atomes d'oxygène correspondrait à un échappement d'eau, mais que les faibles taux d'échappement non-thermique, dépendant faiblement des conditions solaires, ne peuvent expliquer à eux seuls la disparition d'eau sur cette planète.

Dans ce paragraphe, on donne les premières mesures directes du taux d'échappement atmosphérique de Vénus (et on rappelle celles de Mars) dû à l'interaction du vent solaire, l'un des processus d'échappement non-thermique mesurable grâce à l'expérience ASPERA-4. Le taux obtenu pour des conditions solaires minimales que j'ai obtenu avec *Fedorov et al. [2009]* en ce qui concerne l'oxygène est : $Q(O^+) = 2.7 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$, tandis que pour Mars : $Q(O^+) = 1.6 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$ et $Q(O_2^+) = 1.2 \times 10^{23} \text{ s}^{-1}$. Si l'on compare ces taux d'échappement obtenus pour des conditions solaires minimales avec ceux obtenus précédemment pour des conditions solaires maximales [*Brace et al., 1987*], on en conclut que l'échappement atmosphérique dû au vent solaire ne dépend que faiblement des conditions solaires. De plus, ces taux sont faibles et donc, l'échappement non-thermique induit par le vent solaire ne semble donc pas être à l'origine d'une perte importante d'eau. Cependant, si l'on en croit les mesures et les résultats obtenus, il faut jouer de prudence scientifique et discuter des procédures utilisées et des résultats lorsque l'on compare avec les estimations précédentes.

La principale caractéristique de l'interaction du vent solaire avec les planètes non-magnétisées est la formation d'une magnétosphère induite et d'une cavité dans le vent solaire (c.f chapitre I). Cette magnétosphère induite est remplie d'ions d'origine planétaire. Ils sont aussi présents dans la MPR, dans le vent solaire thermalisé, et en amont du choc. Le transfert d'énergie et de moment du vent solaire conduit à l'accélération des ions de ce système.

Les connaissances de base de l'interaction entre Vénus et le vent solaire proviennent des missions PVO (1978-1992) et ont été récemment réexaminées par *Russell et al., [2006]*. Des mesures récentes, réalisées par VEX [*Barabash et al., 2007*] montrent que l'atmosphère de Vénus "perd" des ions H^+ , He^+ et O^+ et que le rapport des flux d'échappement de H^+ et O^+ respecte

le rapport stoechiométrique de 2 : 1, c'est à dire celui de l'eau. Vénus perd donc de l'eau, eau qui existe en petite quantité dans son atmosphère sous forme de vapeur d'eau (200-300 ppm) [Hoffmann et al., 1980].

Précédemment, les preuves d'une perte d'eau de l'atmosphère vénusienne étaient fondées sur les mesures de PVO donnant un rapport de $(\frac{D}{H})_{Venus} = 120 \times (\frac{D}{H})_{Terre}$, indiquant un enrichissement en deutérium de l'atmosphère vénusienne par rapport à l'hydrogène [Donahue et al., 1982]. Cette différence signifie que l'atmosphère vénusienne a été fortement modifiée par des processus d'échappement par fractionnement, dans l'hypothèse où Vénus possédait des réservoirs d'eau identiques à ceux de la Terre juste après sa formation. **Aujourd'hui, la question fondamentale de la quantité d'eau existant sur Vénus juste après sa formation n'a toujours pas de réponse.**

A cause de sa forte gravité, la perte engendrée par l'interaction avec le vent solaire ne dépasse pas ou est comparable à celles occasionnées par les autres types d'échappement, tels que : l'échappement thermique (Jeans) ou autres types d'échappements non-thermiques comme les réactions photochimiques et les réactions d'échange de charge dans l'atmosphère [Lammer et al., 2006]. Par conséquent, la détermination du taux d'échappement actuel dû à l'interaction du vent solaire et la compréhension de sa dépendance en fonction des conditions solaires sont les clés pour déterminer les quantités initiales d'eau sur la planète et pour conclure si un océan primitif a bel et bien existé sur Vénus.

Les taux d'échappement ont été calculés à partir des mesures du spectromètre de masse IMA (ASPERA-4) à bord de Vénus Express [Barabash et al., 2007]. Les mesures de champ magnétique proviennent quant à elles de l'instrument MAG, également à bord de Vénus Express [Zhang et al., 2006]. Les mesures couvrent un intervalle énergétique de 10 eV - 25 keV. La limite supérieure est moins importante car la grande majorité des ions a des énergies inférieures à 10 keV. La limite inférieure est plus incertaine à cause du potentiel inconnu de la sonde. On suppose qu'il est de 10 eV, valeur lors du réglage nominal de l'instrument. Le calcul du flux d'échappement est une procédure sophistiquée comprenant plusieurs étapes. La procédure inclut :

1. La définition d'un repère propre ;
2. La sélection des orbites ;
3. La réduction du bruit de fond ;
4. La reconstruction des spectres originaux de masse et d'énergie prenant en compte les réponses non-linéaires du détecteur ;
5. La séparation des ions H^+ planétaires des protons du vent solaire ;
6. La reconstruction statistique de la distribution angulaire totale quand la couverture angulaire est perturbée par le corps du satellite ;
7. Des repères de transformation à partir du repère lié au satellite jusqu'au repère propre pour effectuer les statistiques ;
8. La vérification des résultats.

2.4.1 Système de coordonnées, sélection des orbites et couverture spatiale

Dans les magnétosphères induites des planètes non-magnétisées qui sont formées par le drapé des lignes de champ magnétiques, les flux d'ions planétaires dans la queue sont organisés en fonction du champ électrique de convection comme l'ont décrits *Fedorov et al., [2006]*, *Barabash et al., [2007]* et *Fedorov et al., [2009]*. On utilise alors le repère VSE (Vénus-Sun-Electrical field) où Z_{VSE} est parallèle au champ électrique de convection donné par la relation : $\overrightarrow{E_{SW}} = -\overrightarrow{V_{SW}} \times \overrightarrow{B_{IMF}}$; X_{VSE} est antiparallèle à V_{SW} et Y_{VSE} complète le trièdre. A cause d'une aberration de 5° du flot du vent solaire, causée par le mouvement orbital de Vénus, le vecteur X_{VSE} diffère du vecteur Vénus-Soleil. Pour obtenir la distribution complète du flux des ions planétaires, j'ai utilisé une méthode de "superposition des époques", où la distribution des ions est obtenue par une accumulation et une moyenne des mesures obtenues sur chaque orbite individuelle, dans des cellules position/vitesse et dans un repère approprié.

Pour la sélection des orbites de l'étude, j'ai utilisé les critères suivants :

- On doit être capable de définir le repère VSE qui dépend du champ magnétique interplanétaire B_{IMF} .
- L'apocentre de l'orbite est dans l'hémisphère $-X_{VSE}$ pour être sûr que le satellite passe assez de temps dans le sillage planétaire.
- L'orbite sélectionnée doit permettre un échantillonnage de la région d'intérêt, i.e. l'orbite doit remplir les conditions suivantes :

1. $\sqrt{X^2 + Z^2} < 2.0 R_V$

2. $\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} > 1.2 R_V$

3. $X < -0.8 R_V$

- Le champ magnétique interplanétaire (IMF) ne doit pas beaucoup changer quand la sonde se trouve dans la magnétosphère induite. Le fait de savoir si oui ou non l'IMF est stable se définit manuellement en comparant les vecteurs B_{IMF} avant et après les entrées et sorties de l'onde de choc de la planète. La différence d'angle ne doit pas dépasser 20° .

Au total, 114 orbites ont été sélectionnées sur les 540 réalisées entre Juin 2006 et Décembre 2007. Les orbites sélectionnées apparaissent sur la figure 2.9, avec la direction du champ magnétique associée à chaque point de mesure le long de l'orbite.

En plus de la transformation dans le repère VSE défini ci-dessus, une petite translation ($\leq 0.2 R_V$) le long de l'axe Y_{VSE} est ajoutée pour mettre la position de la couche de courant, définie comme étant le lieu du changement de signe de la composante $B_{X_{VSE}}$ en $Y_{VSE} = 0$. Cette méthode marche très bien et le vecteur $B_{X_{VSE}}$ a alors des polarités opposées selon qu'il se trouve dans la région $Y_{VSE} > 0$ ou $Y_{VSE} < 0$ comme ce qui est observé dans une configuration de drapé magnétique (figure 2.9).

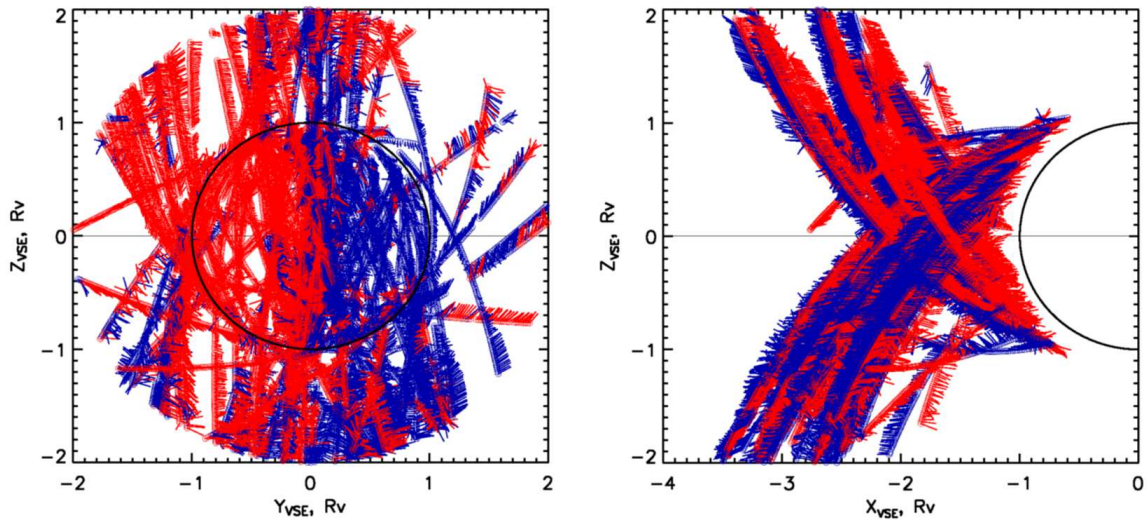


FIG. 2.9 – Segments d'orbites et vecteurs de champ magnétique unitaires utilisés pour cette étude. La figure de gauche montre les orbites et le champ magnétique dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ et la figure de droite, dans le plan $X_{VSE}Z_{VSE}$. La longueur des vecteurs est normée à l'unité. La couleur rouge indique un champ magnétique à sens positif, alors que la couleur bleue indique un $B_{X_{VSE}}$ négatif. $B_{X_{VSE}}$ a des polarités différentes selon qu'il se trouve dans l'hémisphère $Y_{VSE} < 0$ ou $Y_{VSE} > 0$, comme cela est prévu par la configuration de drapé observée dans le repère VSE.

2.4.2 Reconstruction de la distribution des ions en masse et en énergie

A cause de la très grande gamme des flux des particules dans le proche espace vénusien, les détecteurs sont parfois saturés, même si les instruments ont été conçus pour couvrir un intervalle de taux de comptage de 0.01 Hz à plusieurs dizaines de $k\text{Hz}$ par pixel. Un nombre de coups trop élevé ($> 30k\text{Hz}$ pour le détecteur entier) produit une diminution du gain des détecteurs MCP (Micro Channel Plates), une caractéristique bien-connue pour ce genre de détecteurs, causée par le temps de recharge en électrons des canaux. La diminution du gain engendre tour à tour :

- la réponse non-linéaire de l'électronique de comptage en fonction des flux entrants et
- l'apparition de comptages "fantômes" dans les pixels qui ne sont pas directement exposés aux particules.

Cette dernière caractéristique est liée aux spécificités de l'électronique, qui ne peut pas décoder correctement les très petits pulses générés par les MCP, et donne donc une mauvaise indication de position lorsque les flux sont très grands. Cela se manifeste par l'apparition de comptages qui n'existent pas (ou comptages "fantômes") sur plusieurs détecteurs de masse et secteurs azimutaux pour une même énergie. Alors que ces nombres de coups (ou comptage)

donnent une mauvaise image azimuth×énergie, on peut les utiliser pour reconstruire le taux de comptage correct sur les détecteurs de masse exposés aux particules et saturés. La méthode a été vérifiée pour les protons du vent solaire et nous avons montré que cela fonctionnait de manière fiable.

Le second challenge est d'identifier les pics associés aux ions minoritaires tels que He^+ sur fond de comptage "fantôme". La réponse générale de l'instrument, incluant les comptages réels et "fantômes" dans le domaine énergie/masse, est ajustée par une fonction 2D. Le pic principal est ajustée par une gaussienne et les pics "fantômes" par une fonction parabolique. Dans chaque cellule, le calcul pour les ions minoritaires est réalisé comme suit :

$$(16) C_{minoritaire} = C_{initial} - (C_{fantôme} + 3 \times \sqrt{C_{fantôme}})$$

où $C_{initial}$ est le comptage réel initial, $C_{fantôme}$ est le comptage "fantôme" ajusté, et $3 \times \sqrt{C_{fantôme}}$ correspond à l'incertitude statistique. Le comptage restant : $C_{minoritaire}$ est le comptage des espèces minoritaires.

Les paramètres des fonctions d'ajustement sont déterminés expérimentalement. Les algorithmes donnent de bons résultats (figure 2.10) bien que des signaux faibles puissent être omis ou supprimés.

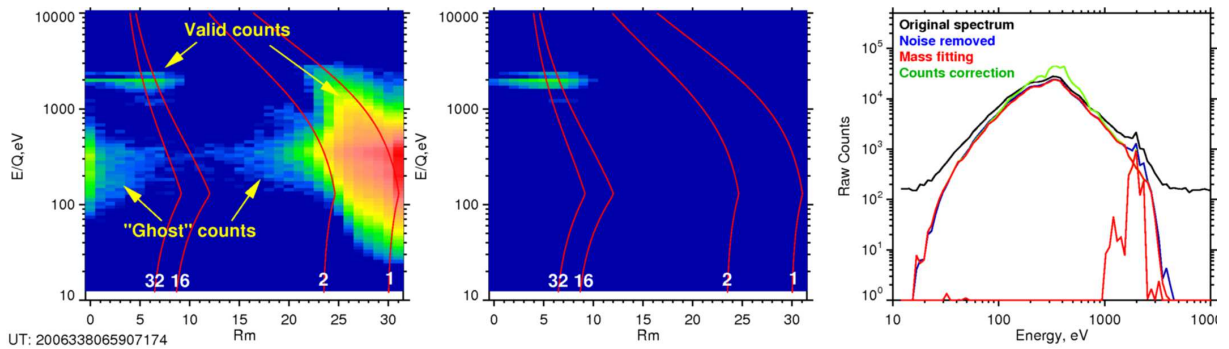


FIG. 2.10 – *Reconstruction du comptage dans le domaine énergie-masse. L'image de gauche montre le spectre original mesuré le 5 Décembre 2006 à 06h59 UT. Les courbes rouges sont les positions des centres des pics de masse pour les différents ions. (Les rapports respectifs masse/charge, en unités de masse atomique, sont donnés en blanc, en bas de l'image.) Le code de couleurs correspond au nombre de coups. Les comptages "fantômes" sont le résultat d'un flux intense de H^+ qui s'est distribué sur tous les détecteurs de masse (R_m). L'image centrale montre le résultat obtenu après soustraction de la distribution de H^+ et de sa distribution "fantôme". Seul reste un pic autour de $\frac{M}{Q} = 32$. La figure de droite montre le spectre énergétique ionique initial intégré sur tous les R_m (en noir), le même spectre après réduction du bruit de fond (en bleu), la distribution ajustée de H^+ (en rouge), le spectre de H^+ après correction utilisant les compages "fantômes" (en vert) et le spectre des ions lourds (le pic rouge et étroit vers 2000 eV).*

2.4.3 Reconstruction de la distribution angulaire des ions

Le résultat de la procédure de reconstruction décrite au dessus donne des fonctions de distribution pour les espèces principales comme H^+ , He^+ et les ions lourds (toutes les espèces avec $\frac{M}{Q} \geq 16$). Les fonctions de distribution sont des tableaux de : 16 *azimuths* \times 16 *élevations* \times 96 *cellules de vitesse*, dans l'espace des vitesses.

Cependant, le champ de vue total de l'instrument est inférieur à 4π stéradians, car le balayage angulaire en élévation n'est que de $\pm 45^\circ$ et car une fraction du champ de vue est bloquée par le corps du satellite. Il y a donc un risque de manquer une partie essentielle de la fonction de distribution si aucune correction n'est appliquée. Pour des nécessités optiques, VEX exécute des manoeuvres d'attitude qui permettent à IMA de couvrir différentes directions angulaires. Statistiquement, sur une longue période, IMA a couvert la totalité des directions critiques pour le calcul des taux d'échappement.

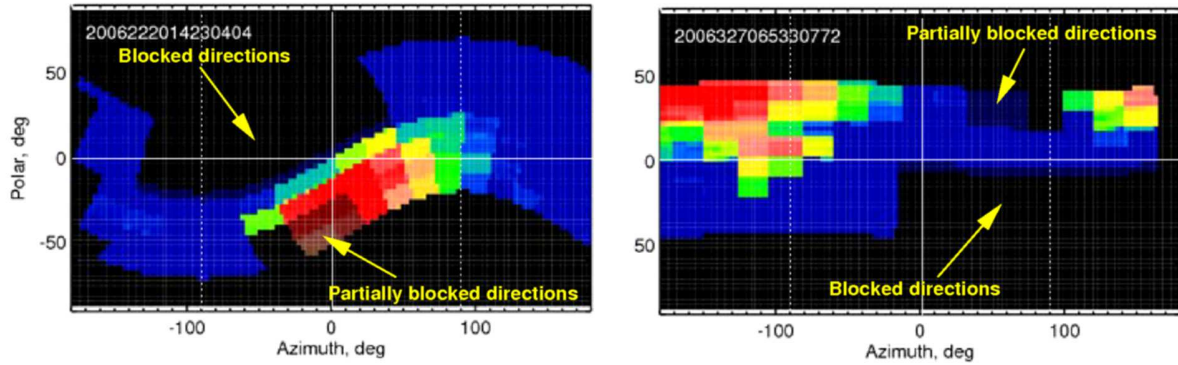


FIG. 2.11 – Distribution angulaire des ions lourds dans la queue de Vénus dans le repère VSO. La direction solaire $+X_{VSO}$ correspond aux angles azimutaux et polaires 0° , la direction $+Y_{VSO}$ à l'angle azimutal 90° et l'angle polaire 0° , et la direction $+Z_{VSO}$ à l'angle azimutal 0° et l'angle polaire 90° . Les lignes en pointillés blancs séparent les hémisphères solaire et anti-solaire. Les flux ioniques possédant des azimuts de -90° à $+90^\circ$ ont une composante de vitesse anti-solaire (échappement) et ceux possédant des azimuts inférieurs à -90° et supérieurs à $+90^\circ$ présentent un flot en direction du Soleil. Le champ de vue de IMA est représenté par un bande colorée. Les parties noires correspondent aux parties non-observées ou aux directions entièrement bloquées par le satellite. Les directions partiellement bloquées sont représentées par des couleurs de plus faibles intensités. La figure de gauche montre les ions accélérés dans la plasma sheet mesurés le 11 Août 2006 à 01h41 UT, et la figure de droite montre les ions lourds basse énergie dans la périphérie de la queue mesurés le 11 Novembre 2006 à 06h53 UT.

Pour reconstruire la distribution de flux angulaire des ions, chaque distribution 3D énergie/angle qui a été mesurée, est convertie en un tableau 3D dans le repère VSO qui présente des cellules de : 58 angles polaires \times 116 angles azimutaux \times 96 valeurs de vitesse, couvrant toute la sphère. Après transformation du repère de la sonde dans le repère VSO, le vecteur vitesse dans chaque nouvelle cellule est corrigé par soustraction de la vitesse de la sonde.

Pour décrire la manière dont le satellite bloque certaines directions pour chaque distribution 3D mesurée, un tableau de $58 \times 116 \times 96$ cellules décrit les corrections à appliquer. On a utilisé un modèle géométrique simplifié du satellite contenant tous les éléments principaux qui pouvaient potentiellement affecter les mesures de IMA : le corps du satellite, les panneaux solaires, les propulseurs d'attitude, les senseurs solaires. Chaque cellule d'acquisition directionnelle est mise à 0 si IMA ne mesure pas dans cette direction ; elle est mise à 1 si la direction est entièrement couverte et à 0.5 si la direction est partiellement bloquée. La figure 2.11 montre un exemple de la distribution ionique angulaire, corrigée en utilisant la matrice d'échantillonnage angulaire pour ces mesures particulières.

2.4.4 Vérification des calculs des paramètres plasma

Le but de ce travail étant de donner une valeur absolue des taux d'échappement, il est nécessaire d'effectuer une vérification indépendante des facteurs de conversion et des algorithmes utilisés. On compare pour cela les paramètres macroscopiques du plasma tels que : la densité N , la vitesse V et la température T_{ion} obtenues grâce au spectromètre IMA avec ceux obtenus à l'aide d'autres instruments en mettant en oeuvre 2 méthodes indépendantes :

1. On compare la densité et la vitesse du vent solaire mesurées par Vénus Express autour de Vénus avec les valeurs mesurées par ACE (Advanced Composition Explorer) au point de libration L1 de la Terre.
2. On vérifie que la pression totale (pression magnétique + pression thermique du plasma) est conservée quand la sonde traverse la frontière entre la magnétogaine et la magnétosphère induite dans le sillage de la planète.

La densité et la vitesse mesurée par ACE sont décalées en temps à cause du retard de propagation défini par le mouvement orbital de la Terre et de Vénus, la rotation du Soleil et la vitesse du vent solaire. La densité du vent solaire N au niveau de Vénus est calculée à partir de la densité mesurée par ACE, N_{ACE} , telle que : $N = \frac{N_{ACE}}{0.72^2}$; ici 0.72 est le rapport entre les rayons des orbites de Vénus et de la Terre. Les comparaisons entre la densité et la vitesse du vent solaire mesurées par ACE et par VEX sont représentées sur la figure 2.12. Quand le vent solaire est entièrement dans le champ de vue de IMA, et en tenant compte du retard de propagation (décalage temporel entre le spectre obtenu au niveau de Vénus et celui obtenu au niveau de la Terre) l'accord est excellent. Cela confirme donc la validité des facteurs de conversion utilisés.

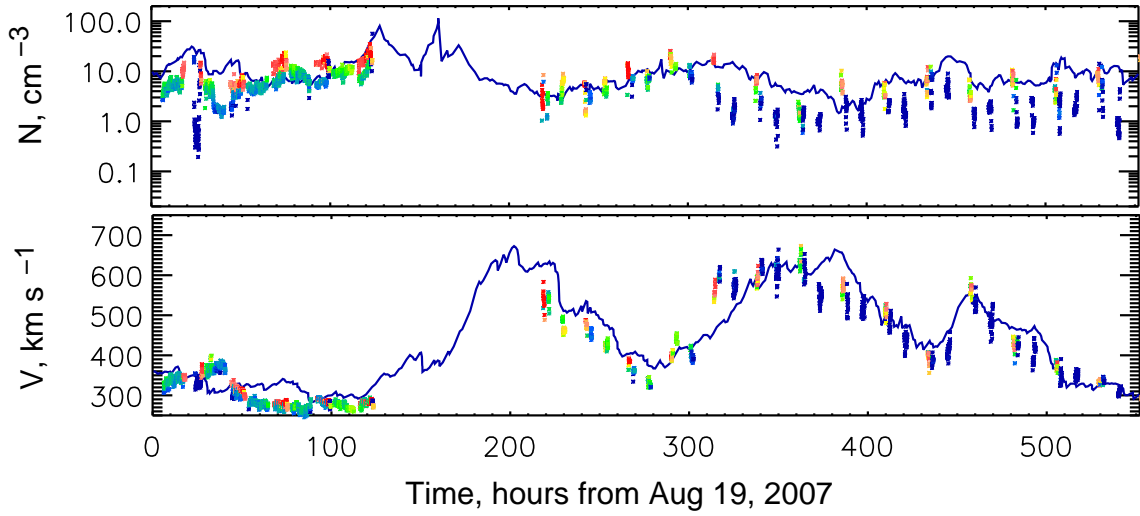


FIG. 2.12 – Densité du vent solaire N et vitesse du vent solaire V , mesurées par *Vénus Express* et *ACE*. Les courbes bleues correspondent aux mesures de *ACE* recalculées pour la position de *Vénus*. La couleur des points sont des mesures in-situ de *IMA*. La couleur indique la fraction du flot du vent solaire accepté par *IMA*. Le rouge correspond à un accord de 100% (le flot du vent solaire est entièrement dans le champ de vue de *IMA*) et le bleu correspond au cas où plus de 40% de la fonction de distribution du vent solaire est bloquée par le satellite. L'accord avec les mesures de vitesse de vent solaire justifie les calculs tenant compte du retard de propagation.

La seconde méthode pour la vérification des facteurs de conversion est basée sur la conversion de la pression totale (magnétique + plasma) à travers la frontière entre la magnétogaine et la magnétosphère induite dans le sillage planétaire. Dans le cas présenté par la figure 2.12, le plasma s'écoule parallèlement à la frontière et alors seule la pression thermique entre en jeu. Le champ magnétique est fourni par l'expérience *MAG* et la pression thermique du plasma est calculée à partir de la fonction de distribution mesurée par *IMA*. En effet, le balayage de l'espace s'effectue dans 16 directions en 192 secondes ; on obtient donc dans chaque direction un taux de comptage (l'absence de comptage est représentée par la couleur bleue sur la figure 2.13 et la présence d'un comptage est indiquée par une couleur proportionnelle au nombre de particules détectées). A la fin d'un balayage, l'accumulation des données donne une fonction de distribution 3 dimensions : $f(V_X V_Y V_Z) dV_X dV_Y dV_Z = f d^3V$. A partir de cette fonction de distribution, on en déduit :

la densité N :

$$(17) N = \iiint f d^3V$$

les vitesses moyennes dans les 3 directions X , Y et Z telles que :

$$(18) \bar{V}_i = \frac{\iiint f V_i d^3V}{N}$$

la température T qui est l'énergie cinétique des particules :

$$(19) T = \frac{\iiint \frac{1}{2} m (V_i - \bar{V})^2 f d^3V}{N}$$

où \bar{V} est la vitesse moyenne telle que : $\bar{V} = \sqrt{\sum \bar{V}_i^2}$

La pression P est donnée par la relation :

$$(20) P = NT$$

où P est la pression exprimée en $eV \text{ cm}^{-3}$, N est la densité en cm^{-3} et T la température en eV .

Comme le plasma est constitué à la fois d'ions et d'électrons, on aura :

$$(21) P_{plasma} = P_{ions} + P_{electrons}$$

La figure 2.13 montre que les pressions déduites de différentes expériences sont en bon accord. Cela confirme une deuxième fois la validité de la correction des paramètres plasma que nous avons effectuée.

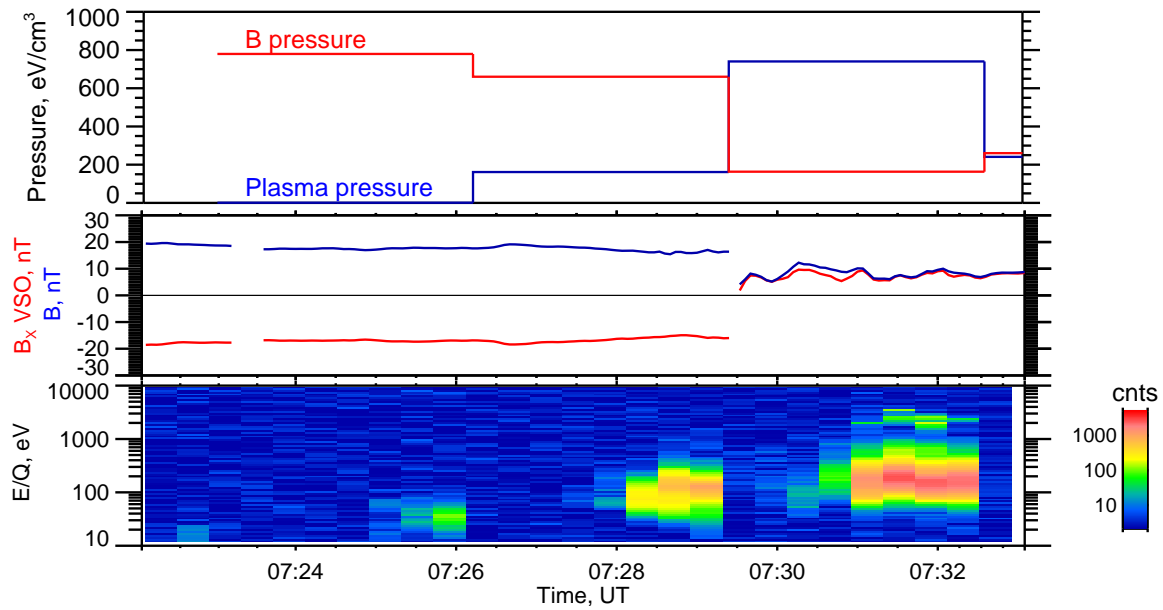


FIG. 2.13 – Conservation de la pression totale au niveau de la frontière de la magnétosphère induite dans le sillage. La planche inférieure montre le spectrogramme donnant l'énergie en fonction du temps pour les protons proches de la frontière de magnétosphère induite le 23 Juillet 2007 autour de 07h31 UT. Le comptage est représenté par un code de couleurs. La couleur bleue représentant un comptage nul. La planche du milieu donne les profils correspondants de B_X et de $|B|$; et la planche supérieure représente la pression magnétique (en rouge) et la pression thermique du plasma (en bleue) calculée comme étant $2NT_{ion}$ (on considère $T_{ion} = T_{électrons}$) [Fedorov et al., 2009].

2.4.5 Analyse des vecteurs vitesse

Les vecteurs vitesse sont calculés comme moment standard de la fonction de distribution en chaque point de chaque orbite sélectionnée (figure 2.14).

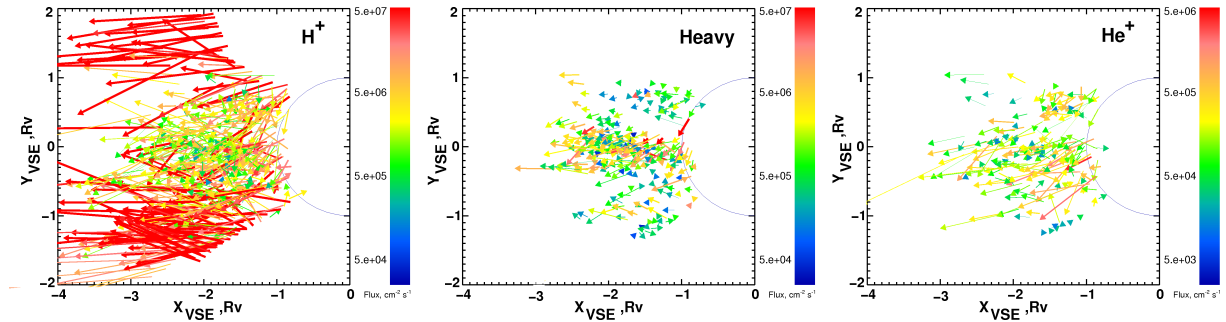


FIG. 2.14 – Graphes montrant la dispersion des vecteurs vitesse pour les différentes espèces ioniques dans la queue de la magnétosphère induite de Vénus. Tous les vecteurs sont représentés dans le plan $X_{VSE}Y_{VSE}$. La longueur de chaque vecteur est proportionnelle à la norme de la vitesse, l'épaisseur des vecteurs correspond à la valeur de la densité et la couleur symbolise le produit : vitesse \times densité (flux intégré). Les longs vecteurs rouges du graphe de gauche correspondent au vent solaire, et les vecteurs verts et jaunes aux protons d'origine planétaire.

Les champs des vecteurs vitesse montrent en général, une image raisonnable du flot de plasma au niveau de Vénus. Cependant, une analyse plus détaillée est nécessaire.

1. Les forts flux de H^+ , à grande vitesse près de la frontière de la magnétosphère induite sont sûrement le résultat du vent solaire uniquement. Donc, ces flux doivent être séparés des flux H^+ de la planète.
2. Les vecteurs vitesse sont fortement irréguliers près de la planète. Une telle irrégularité signale un flot de plasma turbulent près de la planète. Pour éviter une erreur associée à l'ajout de grandes valeurs positives et négatives, on a décidé d'exclure la région turbulente des statistiques.

On observe un flot de plasma plus ou moins laminaire à l'arrière de la queue de Vénus, et l'on considère seulement les cellules spatiales avec : $\sqrt{X_{VSE}^2 + Y_{VSE}^2 + Z_{VSE}^2} > 1.2 R_V$. Comme le flux total sortant de la planète ne dépend pas de la distance, cette exclusion (tronquage) n'introduit pas d'erreurs. Pour les statistiques, on se limite également aux régions $|Y_{VSE}| < 1.5 R_V$ pour les ions lourds et pour les ions He^+ afin de s'assurer de la nature planétaires de ces ions.

2.4.6 Séparation des ions H^+ planétaires de ceux du vent solaire

Comme indiqué ci-dessus, le flot d'ions au voisinage de la frontière de la magnétosphère induite peut inclure un mélange d'ions d'origine solaire et planétaire. La figure 2.15 illustre un tel cas. Le spectre d'énergie des H^+ présente 2 populations différentes. On identifie en effet, la population des protons de basse énergie comme du matériel planétaire ($0 - 400 \text{ eV}$), tandis que le maxima à plus haute énergie est identifié comme provenant du vent solaire.

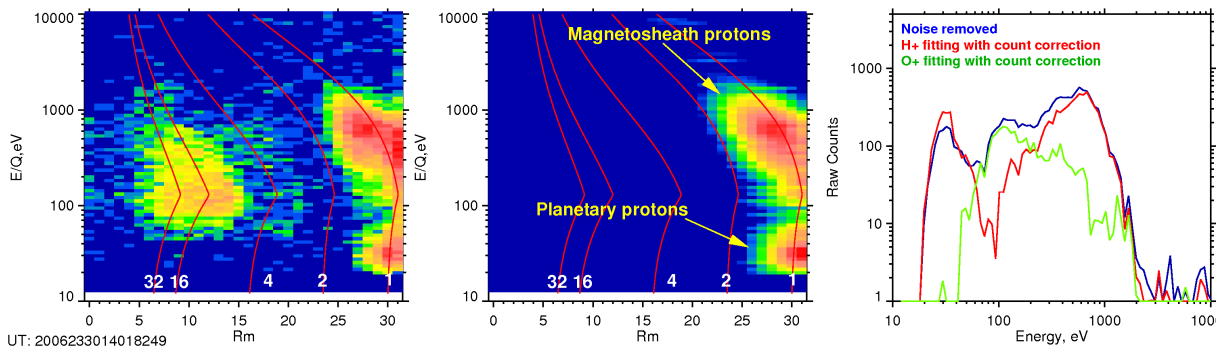


FIG. 2.15 – Population de protons du vent solaire (magnétogaine) et d'origine planétaire. La figure de gauche est la matrice énergie-détecteur de masse enregistrée le 22 Août 2006 à 01h40 UT. Cette matrice contient des ions lourds à $\frac{M}{Q} = 16$ et à $\frac{M}{Q} = 32$, de faibles flux de He^+ le long de la ligne $\frac{M}{Q} = 4$, et des ions H^+ à $\frac{M}{Q} = 1$. Le graphe central représente les distributions de H^+ après reconstruction et ajustement. Le graphe de droite montre les spectres de comptages de H^+ (en rouge), des ions lourds (en vert) et le comptage total initial (en bleu).

2.4.7 Calcul des taux d'échappement

Les calculs du taux d'échappement sont réalisés dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$. Ce plan est d'abord divisé en 80×80 cellules spatiales s'étendant sur $\pm 2 R_V$ ($1 R_V = 6052 \text{ km}$). Chaque cellule spatiale est associée à 2 tableaux de 58 (angles polaires) \times 116 (angles azimutaux) accumulant les spectres angulaires du flux intégré des particules et la matrice d'échantillonnage angulaire associée.

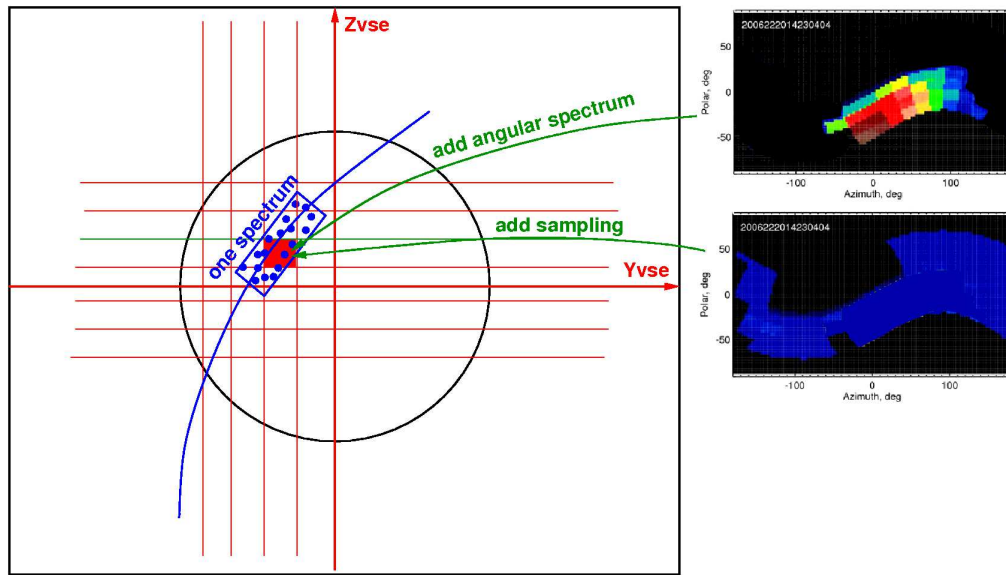


FIG. 2.16 – Echantillonnage le long de l'orbite dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$. Les lignes rouges représentent les cellules spatiales dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$. Le rectangle bleu rempli par des points le long de l'orbite (ligne bleue) correspond à une aire élémentaire échantillonnée au cours d'un cycle de mesure de IMA. Si une cellule spatiale (carré rouge) se superpose à l'aire élémentaire, alors le spectre angulaire et la matrice d'échantillonnage angulaire (sur la droite) sont ajoutés aux tableaux associés à la cellule donnée.

Chaque cycle de mesures de 192 sec. correspond à un segment d'orbite. On affecte la distribution de flux mesurée à une aire de $\pm 0.1 R_V$ autour de la projection de l'orbite dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ (figure 2.16). Afin de parcelliser cette aire (contour bleu sur la figure 2.16), on réalise les étapes suivantes :

- L'aire est remplie avec 50 points répartis aléatoirement. Si un point tombe dans une cellule élémentaire du plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ (en rouge sur la figure 2.16), le flux mesuré et la matrice d'échantillonnage angulaire correspondante sont ajoutés aux tableaux d'accumulation.
- Le nombre de points total tombés dans chaque cellule élémentaire est enregistré pour les calculs futurs du flux moyen (figure 2.16).

Les zones balayées tant géographiques qu'angulaires sont très vastes et statistiquement suffisantes pour exécuter des calculs fiables de la distribution moyenne du flux.

A la fin du processus d'accumulation, la distribution angulaire moyenne du flux est convertie en flux $F_{X_{VSE}}$ le long de l'axe X_{VSE} dans chaque cellule spatiale dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$. Les distributions spatiales des flux finales pour les 3 principales espèces sont représentées sur la figure 2.17. Les taux d'échappement totaux sont calculés par intégration sur le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$.

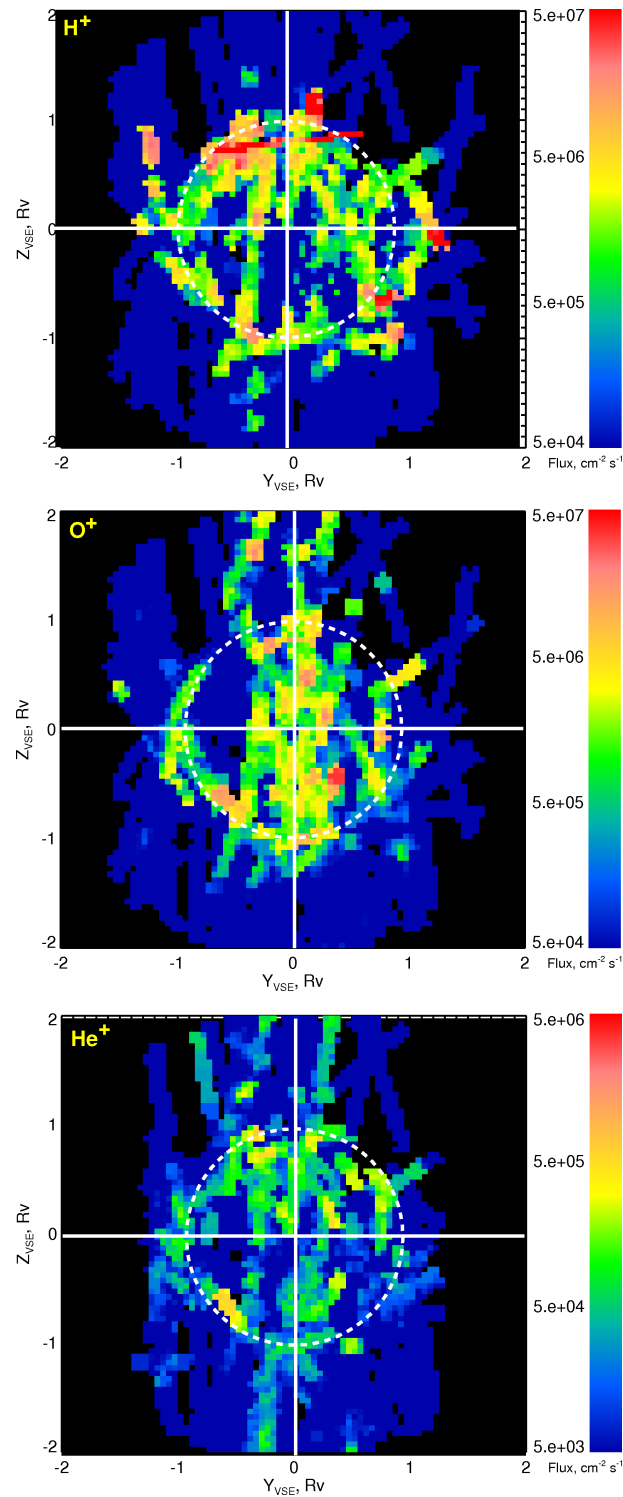


FIG. 2.17 – Vues en coupe de la queue vénusienne donnant les flux intégrés (en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) des ions H^+ planétaires, O^+ , et He^+ dans le repère VSE. Les ions s'échappent à travers deux régions distinctes, la partie centrale de la plasma sheet, et une région circulaire près de la frontière de la magnétosphère induite séparant le vide dépourvu d'ions du vent solaire du plasma solaire. Les répartitions obtenues sont bien organisées et réparties dans le repère VSE comme l'on montrées de précédentes observations (voir [Barabash et al., 2007 et Fedorov et al., 2009]) et simulations (voir [Kallio et al., 2006]). Le cercle en pointillés blanc correspond au contour de la planète.

2.4.8 Les résultats

En intégrant les résultats, on arrive aux taux d'échappement totaux Q , suivants :

$$Q(H^+) = 7.1 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$$

$$Q(He^+) = 7.9 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$$

$$Q(O^+) = 2.7 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}.$$

Ce sont les premières mesures directes des taux d'érosion de l'atmosphère de Vénus, et les toutes premières mesures pour des conditions solaires minimales.

Les taux d'échappement obtenus couvrent tous les processus d'accélération des ions dans la gamme d'énergie sélectionnée.

L'estimation de la précision est malaisée car les calculs sont faits sous de nombreuses hypothèses :

1. quant aux contraintes inhérentes à l'appareil (résolution angulaire et énergétique finies, couverture angulaire limitée à cause de l'ombre du satellite, limitations électroniques pour des nombres de coups très élevés),
2. quant aux contraintes observationnelles inhérentes aux observations (couverture spatiale limitée, géométrie de l'orbite, ambiguïtés spatiales et temporelles, absence de surveillance de l'IMF quand le satellite est dans la queue).

On estime cependant que les taux rapportés sont précis à un facteur 2 près (Les erreurs proviennent à : 20% de la sensibilité de l'appareil qui ne peut déterminer le flux d'ions ayant une énergie inférieure à 300eV ; à 30% du bruit, i.e. on a une perte d'information à cause de la suppression des basses énergies et à 30% du potentiel de la sonde : incapacité à mesurer les ions dont l'énergie est inférieure à 10eV. Le pourcentage d'erreurs cumulées est de l'ordre de 50 à 70%). L'ensemble des taux qui sont donnés sont donc des valeurs minimales. Le taux d'échappement de $Q(O^+) = 2.7 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$ est en bon accord avec les simulations hybrides de l'interaction du vent solaire avec Vénus, qui donnent un taux d'échappement de O^+ de : $Q(O^+) = 2.2 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$ [Kallio et al., 2006].

Les rapports d'échappement $\frac{Q(H^+)}{Q(O^+)} = 2.6$ et $\frac{Q(He^+)}{Q(O^+)} = 0.03$ sont quelque peu différents des 1.9 et 0.07 déterminés précédemment ; rapports "primitifs" obtenus sans le traitement complet qui vient d'être explicité [Barabash et al., 2007].

Suivant Lammer et al. [2006], les réactions d'échange de charge et photochimiques conduisent à un échappement deux fois inférieur pour les atomes d'hydrogène que pour les protons. De même le sputtering atmosphérique conduit à quatre fois moins d'échappement de O que de O^+ , soient : $\frac{Q(H)}{Q(H^+)} = 50\% = 0.5$ et $\frac{Q(O)}{Q(O^+)} = 25\% = 0.25$. Ce qui conduit à un rapport total de 3 : 1 (ions + neutres) pour la perte totale $\frac{Q(H+H^+)}{Q(O+O^+)}$. Cette valeur rest très proche du rapport stoechiométrique de l'eau 2 : 1.

La mission Vénus Express étant opérationnelle depuis Mai 2006, les données collectées jusqu'à présent concernent uniquement des conditions solaires minimales. La comparaison des taux d'échappement obtenus par VEX avec ceux déduits des mesures de PVO pour des conditions solaires maximales (1980) est la clé pour comprendre la dépendance des taux d'échappement en fonction des conditions solaires. Malheureusement, à cause des limitations de l'instrument, PVO ne pouvait fournir que des estimations de l'échappement total. Brace et al. [1987], utilisant les données de tous les instruments à mesures plasma et de champs disponibles à bord de PVO, ont estimé des taux d'échappement de $5 \times 10^{25} s^{-1}$ pour des ions O^+ suprathermiques dans la gamme d'énergies 9 – 16 eV. Ils ont supposé que l'échappement se produisait à travers la section de coupe entière du cylindre d'ombre de Vénus. Cependant, les mesures de VEX montrent que l'échappement n'a lieu que dans la partie centrale de la queue et autour de la frontière de la magnétosphère induite (voir figure 2.17). Le taux obtenu grâce à PVO doit donc être réduit d'un facteur 5, soit $\sim 10^{25} s^{-1}$.

Mc Comas et al., [1986], utilisant les données du magnétomètre à bord de PVO, ont construit une configuration moyenne du champ magnétique dans la queue de Vénus. A partir du champ magnétique et en utilisant l'équation de bilan de quantité de mouvement ainsi que la conservation du flux magnétique, ils ont estimé la densité du plasma, la vitesse, la température et ils ont pu donner une limite supérieure de $\sim 6 \times 10^{24} O^+/s$ pour le flot de plasma dans la queue.

Les taux d'échappement rapportés ici pour des conditions solaires minimales sont inférieures d'un facteur 2 – 3 à celles estimées à partir des données de PVO pour des conditions solaires maximales. On en conclut donc que la dépendance des taux d'échappement avec les conditions

solaire est faible. On aurait pu s'attendre à une différence plus importante, comme sur Mars, c'est-à-dire à un facteur de l'ordre de 50 – 100 [Barabash et al., 2007] à cause de la variation des densités ionosphérique et exosphérique due au flux solaire EUV. On propose que les faibles densités ionosphériques observées pour des conditions solaires minimales sont compensées par un échappement plus important de l'ionosphère, ce qui entraîne un taux d'échappement faiblement dépendant des conditions solaires.

Pour des conditions solaires maximales, quand le flux solaire EUV est élevé, les densités ionosphériques sont plus élevées et la conductivité ionosphérique est suffisante pour faire complètement écran au champ magnétique interplanétaire. L'ionosphère n'est pas magnétisée et les tubes de champ magnétique sont convectés à l'arrière de la queue vers de plus hautes altitudes où la densité de plasma est plus faible.

Pour des conditions solaires minimales, quand le flux solaire EUV est plus faible, les densités ionosphériques sont aussi plus faibles et la conductivité n'est pas suffisante pour empêcher complètement la pénétration du champ magnétique interplanétaire [Russell et al., Luhmann et al., 1984]. L'ionosphère est alors magnétisée et les tubes de flux magnétique se répandent dans toute l'ionosphère jusqu'aux faibles altitudes, entraînant une forte densité de plasma planétaire dans la queue [Russell et al., 2006].

Ainsi, la faible dépendance des taux d'échappement avec les conditions solaires signifie qu'un flux solaire EUV plus intense n'engendre pas nécessairement un taux d'échappement, induit par l'interaction du vent solaire, plus important.

Si l'on suppose que le taux d'échappement ne dépend pas du tout des conditions solaires et qu'il est seulement proportionnel à la quantité totale de gaz dans l'atmosphère, on peut déjà estimer la quantité de matière (ou eau) qui s'est échappé pendant les 3.5 derniers milliards d'années, période après les premières 500 000 années i.e. quand le champ magnétique de Vénus a disparu [Stevenson et al., 1983]. En faisant des calculs similaires à ceux de Barabash et al., [2007], et en supposant que le taux d'échappement ne dépend pas des conditions solaires et que l'échappement d'eau correspond au taux d'échappement de l'oxygène (l'échappement de l'hydrogène se faisant dans le rapport 2 : 1), on arrive à une perte totale sur 3.5 milliards d'années de 6 cm d'eau (c'est-à-dire à une couche d'eau de 6 cm d'épaisseur recouvrant toute la surface). Cela doit être comparé à la quantité actuelle qui est celle d'une couche d'eau de 1 cm

d'épaisseur qui serait répartie sur toute la surface de la planète ; qui est à son tour comparable avec la quantité d'eau présente dans l'atmosphère terrestre.

Pour remettre ces chiffres dans leur contexte, on peut les comparer avec les 3 *km* d'épaisseur de la couche d'eau présente actuellement à la surface de la Terre. Cela signifie que l'échappement induit par le vent solaire n'est pas suffisant pour enlever de grandes quantités d'eau à la surface de Vénus. Si l'on suppose que les planètes ont reçu la même quantité d'eau lors de leur formation, on doit identifier d'autres mécanismes d'échappement que celui induit par le vent solaire pour expliquer le manque d'eau sur Vénus, par exemple un échappement d'origine hydrodynamique comme celui proposé par *Chassefière et al., [1996]*.

Chapitre 3 : Structure fine de l'interface entre le vent solaire et la magnétosphère induite de Vénus

3.1. Introduction

3.1.1. Définition des termes utilisés

3.1.2. Définition du problème

3.2. Les données et les méthodes d'analyse

3.2.1. Base de données et sélection des orbites

3.2.2. Repères et transformations

3.3. Géométrie du champ magnétique dans la région équatoriale et pénétration du plasma solaire dans la magnétosphère induite

3.3.1. Exemples - Pénétration de plasma

3.3.2. Superposition des orbites

3.3.3. Explication de la pénétration avec l'analyse de de Hoffman-Teller

3.3.4. Conclusion

3.4. Etude des régions polaires

3.4.1. Superposition des orbites

3.4.2. Nature de l'asymétrie, position et largeur de l'interface

3.4.3. Comparaison avec Mars

Chapitre 3

Structure fine de l'interface entre le vent solaire et la magnétosphère induite de Vénus

3.1 Introduction

Ce troisième chapitre a pour but de présenter les études des différentes structures plasma et magnétiques détectées autour de Vénus par VEX. Pour ce faire, on a réalisé l'étude statistique la plus complète possible et tenté d'expliquer physiquement les résultats obtenus. Dans un premier temps, on définit le problème et tous les termes qui seront utilisés dans l'étude. On présente ensuite les données et outils qui ont été mis en oeuvre. Je me suis concentrée sur deux zones spatiales distinctes : la première que j'ai qualifié de "polaire" comprend les régions "nord" et "sud" (figure 3.1) qui sont semblables, hormis le fait important, comme on le verra, que le champ électrique du vent solaire y est orienté de manière opposée : au "nord" le champ électrique pointe vers l'extérieur (vecteur sortant) alors qu'au sud, il est dirigé vers l'intérieur (vecteur entrant). La seconde zone ou "équatoriale" comprend les régions "aube" et "crépuscule" (figure 3.1) qui diffèrent à cause de l'asymétrie engendrée par la topologie des lignes de champ qui suivent schématiquement la spirale de Parker. On analyse ensuite les résultats obtenus dans ces différentes régions afin d'associer les différentes propriétés des ions H^+/O^+ aux asymétries des champs observées autour de Vénus. Enfin, on évalue la position et la l'épaisseur de "l'interface" entre le vent solaire et la magnétosphère induite.

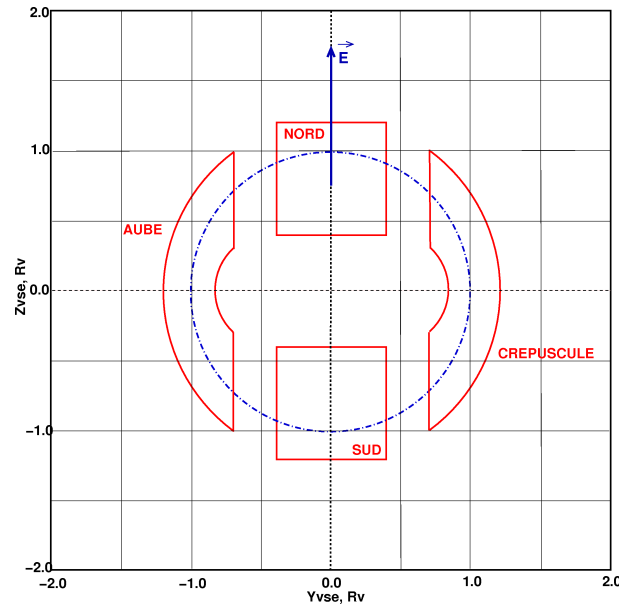


FIG. 3.1 – Les différentes régions d'étude : "polaires" (nord/sud) et "équatoriales" (aube/crépuscule) et la direction du champ électrique de convection du vent solaire ($-\vec{V}_{SW} \times \vec{B}$).

3.1.1 Définition des termes utilisés

Le tableau 3.1 ci-dessous définit les différentes abréviations utilisées dans la suite du chapitre.

Termes utilisés	Définition
IMF (Interplanetary Magnetic Field)	Champ Magnétique Interplanétaire B_{IMF} est le vecteur correspondant.
IMB (Induced Magnetosphere Boundary)	Frontière de la Magnetosphere Induite. C'est la surface de séparation entre le flot de la magnétogaine et la magnetosphere induite formée par le drapé des lignes de champ magnétiques et remplie de plasma d'origine solaire (voir [Phillips et al., 1986] et [Luhmann et al., 2004]).
MWI (Magnetosphere - solar Wind Interface)	C'est la région de transition au voisinage de l'IMB impliquant les processus physiques conduisant au remplacement du flot de la magnétogaine par le matériel magnétosphérique.
BV	BV est le plan contenant le vecteur de la vitesse d'ensemble du vent solaire et le vecteur du champ magnétique interplanétaire B_{IMF} .
E ou E_{SW}	Champ électrique de convection, $E_{SW} = -V_{SW} \times B_{IMF}$; où V_{SW} est la vitesse d'ensemble du vent solaire.
VSO : "Vénus - Solar - Orbit"	(voir chapitre II)
VSE : "Vénus - Solar - Electric field"	(voir chapitre II)
F	Flux ionique
N	Densité ionique
V	Vitesse des ions

TAB. 3.1 – Tableau récapitulatif des significations des différentes abréviations et sigles utilisés dans cette étude.

3.1.2 Définition du problème

L'interaction directe du vent solaire avec l'ionosphère vénusienne crée une structure magnétique induite en forme de queue à l'arrière de la planète. Contrairement aux magnétosphères des planètes magnétisées, la géométrie de cette queue magnétique et le comportement des ions planétaires accélérés sont directement contrôlés par le champ magnétique interplanétaire (IMF) et par le champ électrique de convection E_{SW} [voir par exemple : *Lundin et Barabash, 2004* ; *Luhmann et al., 2004* ; *Fedorov et al., 2006* ; *Kallio et al., 2007*]. Un exemple de la topologie magnétique résultant de l'interaction de l'ionosphère de Vénus avec le vent solaire est illustré par la figure 3.2. Ici, le champ électrique ($E_{SW} = -V_{SW} \times B_{IMF}$) pointe perpendiculairement au plan de la figure. On conçoit que cette figure est invariante par rotation autour de l'axe X_{VSE} qui coïncide avec le vecteur vitesse du vent solaire. Ainsi, la forme des lignes de champ est localement fixe dans le plan BV. Le repère naturel pour l'étude des processus physiques actifs à l'arrière de Vénus est donc le repère VSE, c'est celui que j'ai utilisé dans la suite de cette étude. Je montrerai que le vecteur E_{SW} joue un rôle clef dans la distribution des ions ionosphériques dans l'environnement de la planète, en accord avec deux études précédentes [*Dubinin et al., 1993* ; *Kotova et al., 2000*]. C'est aussi le champ électrique d'origine solaire qui supporte le courant électrique nécessaire au maintien de la topologie de la queue de la magnétosphère induite [*cf. McComas et al., 1986*].

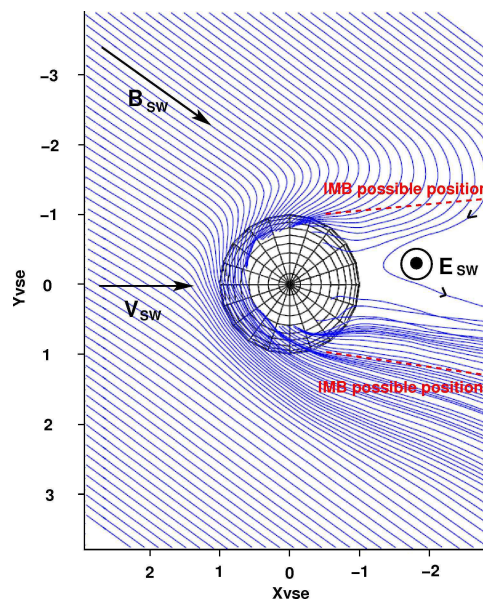


FIG. 3.2 – Géométrie du champ magnétique au niveau de Vénus dans le plan BV - plan dans lequel les particules évoluent sous l'action des champs électrique et magnétique - déduite de simulations hybrides. Adapté de *Kallio et al., [2007]*.

Pour simplifier l'étude de la structure de l'interface magnétosphère - vent solaire (MWI), on a choisi d'examiner des régions où les processus physiques conduisant à la formation de la MWI et de l'IMB sont manifestement différents. Tout d'abord, le plan midi-minuit $X_{VSE}Z_{VSE}$ contenant E_{SW} et ensuite le plan "équatorial" $X_{VSE}Y_{VSE}$. La figure 3.3 illustre schématiquement la géométrie 3D de l'interface.

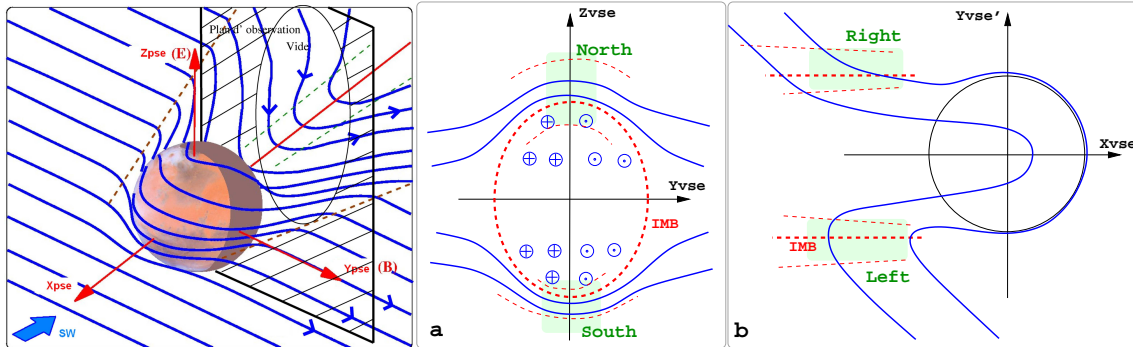


FIG. 3.3 – La figure de *gauche* représente une vue schématisée 3D. **a)** Vue en coupe de la queue de Vénus dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ avec les 2 régions d'étude "nord" et "sud". Les pointillés rouges épais marquent l'IMB et les pointillés rouges fins montrent la largeur hypothétique de la MWI. Les lignes et cercles bleus représentent respectivement le champ magnétique de la magnétogaine et de la queue. Les régions d'intérêt sont représentées par des rectangles verts clairs. **b)** Vue en coupe de la queue dans le plan $X_{VSE}Y_{VSE}$ avec les régions d'étude "aube" (notée "left") et "crépuscule" (notée "right").

On peut identifier trois facteurs importants qui influent sur la structure de l'IMB dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ (3.3a) :

1. La surface de l'IMB étant quasi-perpendiculaire au plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ (en $X_{VSE} = 0$), (voir les régions vertes sur la figure 3.3a), le rayon de giration des ions planétaires accélérés (pickup) fixe ici l'épaisseur de la structure [Luhmann et al., 2006 ; Russell et al., 2006].
2. Les traces "nord" et "sud" de l'IMB dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ où la variation du champ magnétique est maximale sont alignées avec le plan BV. Le satellite VEX qui se déplacerait le long de l'axe Z_{VSE} traverserait la frontière en passant d'une ligne magnétique à une autre (voir les régions vertes sur la figure 3.3a). Le satellite traverserait alors des lignes de champ "d'histoire différente". A l'échelle macroscopique il n'y a pas de connexion magnétique entre la magnétosphère et la magnétogaine.
3. La direction du vecteur \vec{E}_{SW} engendre une asymétrie naturelle entre les régions $+Z_{VSE}$ et $-Z_{VSE}$, il convient donc de considérer deux régions "polaires" appelées "nord" et "sud" comme illustré sur la figure 3.3a.

De la même façon, dans le plan $X_{VSE}Y_{VSE}$ (voir figure 3.3b), des considérations géométriques aident à comprendre la physique de la MWI.

1. La surface de l'IMB est perpendiculaire au plan $X_{VSE}Y_{VSE}$ (en $Z_{VSE} = 0$) et parallèle au plan de giration des particules pickup $X_{VSE}Z_{VSE}$. Par conséquent les effets dus aux rayons de giration ne doivent pas être importants ici. Le mouvement du plasma est principalement contrôlé par la tension magnétique.
2. La magnétosphère et la magnétogaine sont connectées magnétiquement et la MWI est ainsi traversée par une même ligne de champ magnétique (voir les régions vertes sur la figure 3.3b).
3. La spirale de Parker (voir figure 3.3b) créant une source naturelle d'asymétrie, nous distinguerons deux régions frontières différentes dans le plan équatorial $X_{VSE}Y_{VSE}$ appelées "aube" et "crépuscule".

3.2 Les données et les méthodes d'analyse

Nous avons systématiquement utilisé les données du spectromètre de masse IMA, étalonné et en partie réalisé au CESR (cf. page 43), et celles du magnétomètre MAG, construit à Graz, dans l'Institut de Recherche Spatiale de l'Académie des Sciences Autrichienne.

3.2.1 Base de données et sélection des orbites

J'ai sélectionné 43 intervalles de temps dans une période allant d'Aôut 2006 à Juillet 2007 en appliquant les critères généraux suivants :

- L'orbite doit passer dans l'éclipse de la planète (côté nuit). La figure 3.4 illustre un exemple de telles orbites. Seuls les segments d'orbites correspondant à $X_{VSO} < -1.5R_V$ et $\sqrt{Y_{VSO}^2 + Z_{VSO}^2} < 3R_V$ sont pris en compte.
- Le champ magnétique interplanétaire (IMF) doit être stable. On peut alors le considérer constant dans l'intervalle de temps sélectionné.
- Les données IMA et MAG doivent être disponibles.

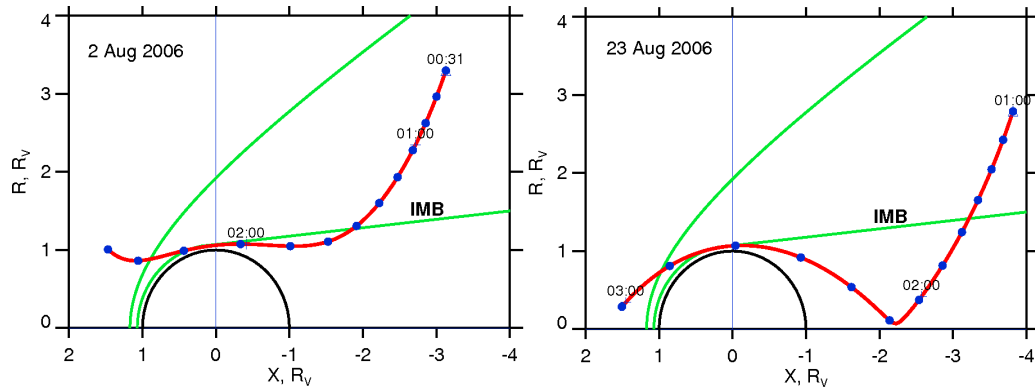


FIG. 3.4 – Deux exemples d'orbite de VEX sélectionnées pour l'étude. Le graphe de gauche montre une orbite extrême passant très près de l'IMB mais respectant les 3 critères de sélection décrits dans le texte. Le panneau de droite montre une orbite traversant la ligne Soleil - planète. Toutes les autres orbites se situent entre ces 2 trajectoires extrêmes. Les orbites sont représentées en coordonnées cylindriques, où $X = X_{VSO}$ et $R = \sqrt{Y_{VSO}^2 + Z_{VSO}^2}$. Les lignes vertes simulent la position moyenne du choc, calculé par Zhang et al., [1990] et la position de l'IMB déduite du modèle de Zhang et al., [1991].

Des critères supplémentaires ont été mis en oeuvre pour sélectionner les segments d'orbites correspondants aux quatre régions définies précédemment ("nord", "sud", "aube" et "crépuscule"). Définissant Θ_{SC} comme l'angle entre la projection du satellite sur le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ et l'axe positif Y_{VSE} (cf. figure 3.5), les tables et figures suivantes définissent les intervalles de Θ_{SC} pour chaque région d'étude :

Region	De, deg	Jusqu'à, deg
Nord	40	140
Sud	-150	-30
Aube/Crépuscule	à +/-35 du plan équatorial	

J'ai également imposé que les segments d'orbites appartenant aux régions "nord" et "sud" soient approximativement verticaux dans le repère $Y_{VSE}Z_{VSE}$. De la même façon, les segments sélectionnés pour les régions "aube" et "crépuscule" devaient être les plus horizontaux possibles. Le résultat final de la sélection des orbites est représenté sur la figure 3.5.

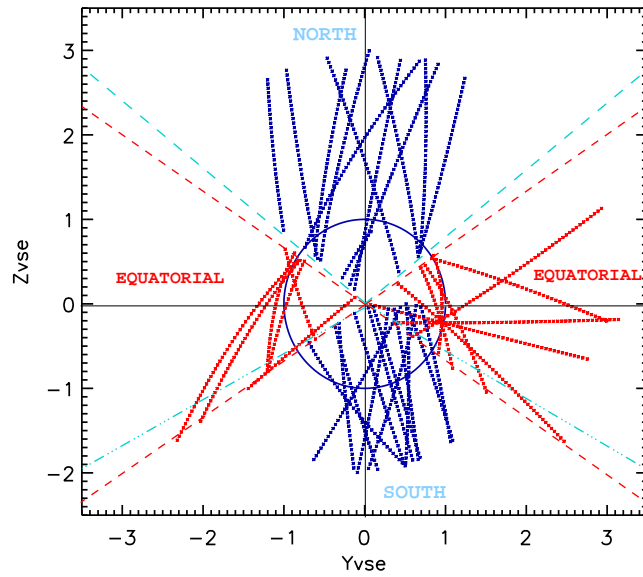


FIG. 3.5 – L'ensemble des orbites sélectionnées dans le repère $Y_{VSE}Z_{VSE}$. Les orbites "polaires" bleues sont confinées par les lignes en pointillés bleus. Les lignes pointillés rouges déterminent les limites des orbites "équatoriales".

Le dernier critère, appliqué uniquement aux orbites équatoriales, contraint l'angle entre le vecteur $\overrightarrow{B_{IMF}}$ et l'axe positif X_{VSE} ("IMF Garden Hose angle"). J'ai imposé sa valeur entre $\pm 15^\circ$ autour de 125° ou de -55° qui correspond à la valeur moyenne de la spirale de Parker au niveau de Vénus (voir figure 3.6).

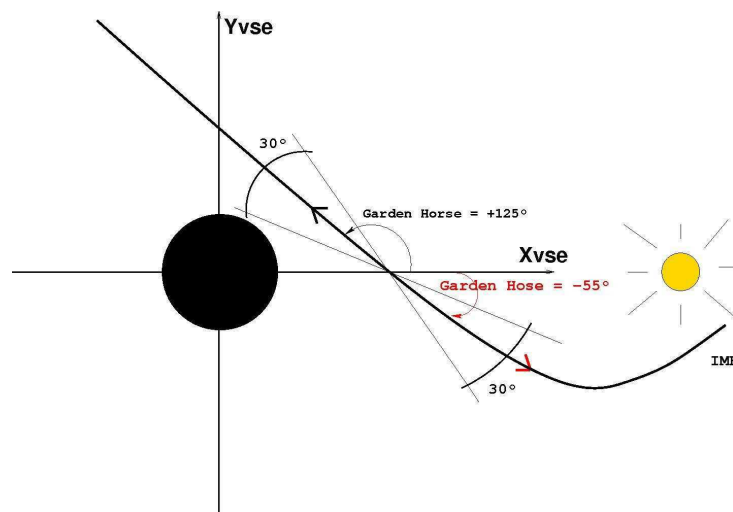


FIG. 3.6 – Orientation, due à la spirale de Parker, d'une ligne de champ au niveau de Vénus. La valeur moyenne de l'IMF "Garden Hose" au niveau de Vénus est $+125^\circ$ ou -55° . Seuls les intervalles de temps correspondants à un angle de $125^\circ \pm 15^\circ$ ou $55^\circ \pm 15^\circ$ ont été sélectionnés.

3.2.2 Repère et transformation

La figure 3.2 montre une asymétrie "aube-crépuscule" associée à la spirale de Parker dans le plan équatorial du repère VSE . Comme E_{SW} est parallèle à l'axe Z_{VSE} (i.e. B_Y^{IMF} est toujours positif), un tel repère peut altérer les statistiques quant à l'asymétrie "aube-crépuscule". Pour tenir compte de cette ambiguïté introduite par l'utilisation du repère VSE , j'ai défini un nouveau repère VSE' déduit simplement du repère VSE et pour lequel : $X_{VSE} = X'_{VSE}$, $Y_{VSE} = -Y'_{VSE}$ si le "garden-hose angle" est inférieur à 90° et $Y_{VSE} = Y'_{VSE}$ si le "garden-hose angle" est supérieur à 90° (voir figure 3.7).

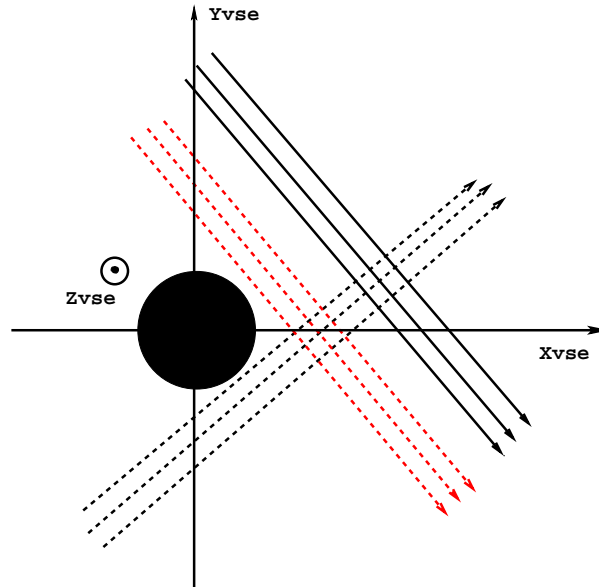


FIG. 3.7 – Sur ce graphe, les vecteurs noirs en traits pleins et en pointillés montrent les deux orientations possibles de l'IMF dans le repère VSE correspondant à un champ électrique orienté selon $+Z_{VSE}$. Le changement de repère permet de mettre les vecteurs en pointillés noirs (qui deviennent alors les vecteurs en pointillés rouges) dans la même direction que les vecteurs noirs en traits pleins.

Il faut réaliser une étude statistique dans le plan équatorial (pour les cas "aube/crépuscule") et dans le plan méridional midi-minuit (pour les cas polaires "nord/sud"), mais les orbites sélectionnées passent à une certaine distance de ces plans (voir figure 3.5). La solution est de faire tourner le repère VSE' pour placer chaque point de mesure dans le bon plan. On définit le "spacecraft clock angle" Φ_{SC} comme l'angle entre la projection du satellite sur le plan YZ'_{VSE} et l'axe positif Y'_{VSE} . La transformation à partir du repère VSE' (pour le plan équatorial) ou VSE (pour le plan méridional) dans le repère de travail VSE'' s'effectue comme suit :

<i>"Equatorial"</i>	$X''_{VSE} = X'_{VSE}$ $Y''_{VSE} = Y'_{VSE} \cdot \cos(\Phi_{SC}) + Z'_{VSE} \cdot \sin(\Phi_{SC})$ $Z''_{VSE} = -Y'_{VSE} \cdot \sin(\Phi_{SC}) + Z'_{VSE} \cdot \cos(\Phi_{SC})$
<i>"Polaire"</i>	$X''_{VSE} = X_{VSE}$ $Y''_{VSE} = Y_{VSE} \cdot \sin(\Phi_{SC}) - Z_{VSE} \cdot \cos(\Phi_{SC})$ $Z''_{VSE} = Y_{VSE} \cdot \cos(\Phi_{SC}) + Z_{VSE} \cdot \sin(\Phi_{SC})$

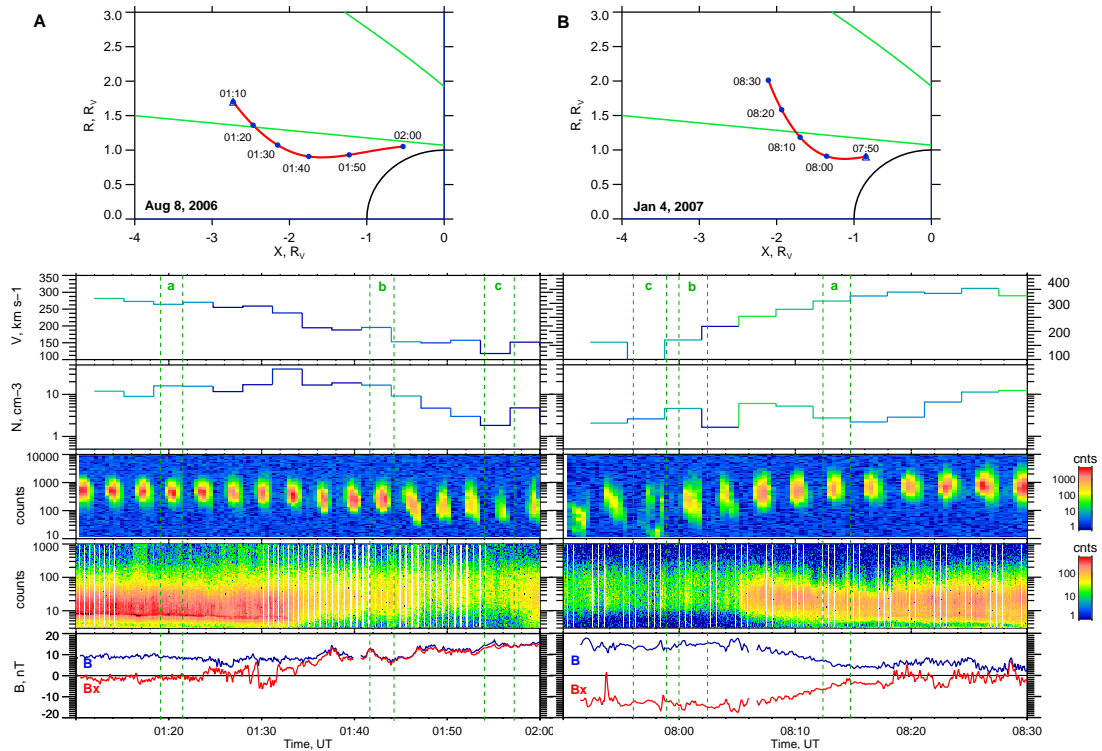


FIG. 3.8 – **A** : Résumé de la traversée de la MWI le 8 Août 2006. Du bas vers le haut : profils de $|B|$ (bleu) et B_x (rouge), spectrogramme énergie-temps des électrons, spectrogramme énergie-temps de tous les ions, densité des protons, vitesse des protons, orbite du satellite dans le repère cylindrique, où $R = \sqrt{Y_{VSO}^2 + Z_{VSO}^2}$. Les différentes couleurs dans le profil de densité montre le niveau de confiance accordé à ce paramètre. La couleur bleue correspond à un faible niveau de confiance, et la valeur ne peut donc être utilisée pour une analyse. La couleur rouge correspond au meilleur niveau de qualité du paramètre. Dans notre travail, on se fie à la valeur de densité à partir de la couleur verte. Le profil de vitesse est codé de la même façon, mais on prend en compte toutes les données quelque soit la couleur. **B** : Passage du 4 Janvier 2007. Dans ces 2 cas, les barres verticales en pointillées marquées "a", "b" et "c" montrent les intervalles d'où ont été extraites les fonctions de distribution des figures 3.13 et 3.14.

3.3 Géométrie du champ magnétique dans la région équatoriale et pénétration du plasma solaire dans la magnétosphère induite

3.3.1 Exemples - Pénétration de plasma

La figure 3.8 illustre deux traversées caractéristiques de la MWI dans la région équatoriale. La figure A correspond au côté dénommé "aube" de la magnétosphère et la figure B correspond au côté "crépuscule". Si l'on examine d'abord la traversée de la magnétopause du 8 août 2006 (figure 3.8 A), entre 01 : 22 TU et 01 : 39 TU on voit un changement de signe du champ magnétique (B_X devient strictement positif à 01 : 32 TU malgré l'apparition de variations de signe dès 01 : 24 TU). On remarque que le segment d'orbite étudié présente une signature caractéristique de la MPB : il y a augmentation du drapé (B_X augmente). Si l'on examine la figure 3.9, (page 114), on peut aussi exclure une variation accidentelle de l'IMF. Toutes les orbites dont l'orbite présentée sur la figure 3.8 A présentent des variations de champ magnétiques similaires (voir la figure 3.9). La rotation du champ magnétique apparaît toujours quand le satellite a traversé l'éclipse géométrique de la planète ($|Y_{VSE}| = 1$). Entre 01 : 40 TU et 02 : 00 TU, $\frac{B_X}{|B|} = 1$ mais $|B|$ augmente lentement ce qui est une caractéristique de la région de la queue. On observe toujours après 01 : 40 TU un flux important d'ions solaires. La vitesse d'ensemble des ions commence à diminuer à 01 : 22 TU alors que la densité chute à 01 : 45 TU, mais le spectre des ions reste caractéristique de la magnétogaine jusqu'à 01 : 55 TU. Néanmoins, on peut distinguer deux régimes de plasma dans l'intervalle de temps 01 : 38 – 01 : 55 TU. Avant 01 : 47 TU $|B|$ est faible, les spectres des électrons et des ions sont des proches des spectres caractéristiques de la magnétogaine (le potentiel négatif de la sonde doit être pris en compte). Mais à 01 : 47 TU le flux des électrons diminue de façon importante, et les ions d'énergie inférieure à 100 eV apparaissent alors que le spectre des ions est encore typique de la magnétogaine. $|B|$ augmente parallèlement. La région dénommée "aube" sur la figure 3.9, correspondant à la partie $Y_{VSE}'' < 0$, montre qu'une telle couche frontière apparaît systématiquement dans la MWI.

On observe un effet similaire si l'on examine la traversée de la région "crépuscule" de la MWI présentée sur la figure 3.8 B. Ici, en remontant dans le temps, le satellite passe de la magnétogaine à la magnétosphère induite. A cause de la spirale de Parker (voir figure 3.2 et 3.9), $\frac{B_x}{|B|} \sim 1$ dans la magnétosphère induite et de temps en temps, dans la magnétogaine. Vers 08 : 18 TU, le champ magnétique devient parallèle à X , accompagné d'une réduction des fluctuations magnétiques. Le flux d'électrons d'énergie 60 – 100 eV diminue de façon importante au même moment. Ces variations ressemblent à une traversée de la frontière de la région d'empilement magnétique (voir [Vignes et al., 2000]). De 08 : 12 TU à 08 : 02 TU, $|B|$ augmente progressivement alors que la direction de \vec{B} est strictement parallèle à X . On identifie l'intervalle de temps avant 08 : 06 TU comme étant une couche frontière de la queue magnétosphérique et correspond à l'intervalle de temps après 01 : 47 TU sur le graphe 3.8 A. Comme pour le cas "aube", la vitesse d'ensemble des ions de la magnétogaine commence à chuter vers 08 : 16 TU, et l'on observe les ions de la magnétogaine jusqu'à 08 : 00 TU, i.e. bien dans la queue. Malheureusement, la densité n'est pas représentative dans ce cas. Donc, le côté équatorial "crépuscule" présente, de manière générale, le même comportement que le côté équatorial "aube" où les ions de la magnétogaine pénètrent et sont observés dans la région de la queue.

3.3.2 Superposition des orbites

Toutes les orbites "aube" et "crépuscule" dans le plan équatorial sont rassemblées sur la figure 3.9. Les lignes de champ reconstruites à partir de la superposition des vecteurs B , mesurés in-situ, sont très similaires aux lignes de champ simulées par Kallio et al. [2007] (figure 3.2). Presque toutes les caractéristiques particulières observées pour chacun des deux cas présentés par la figure 3.8 se retrouvent de fait sur la figure générale 3.9 :

1. Changement de sens abrupt du champ magnétique dans la magnétogaine au niveau du côté "aube" (non-montré dans l'étude de cas) ;
2. Changement d'abord graduel puis net du sens du champ magnétique qui prend une direction fixe dans la queue vers $|Y_{VSE}| = 1$; et
3. Pénétration des ions du vent solaire à l'intérieur d'une fine couche frontière de la queue accompagnée d'une diminution de la vitesse d'ensemble et de la densité des ions par rapport à celles observées dans la magnétogaine, mais le spectre des ions reste typique de la magnétogaine.

Il faut noter que toutes ces caractéristiques, sauf le changement de sens du champ magnétique se retrouvent du côté "droit".

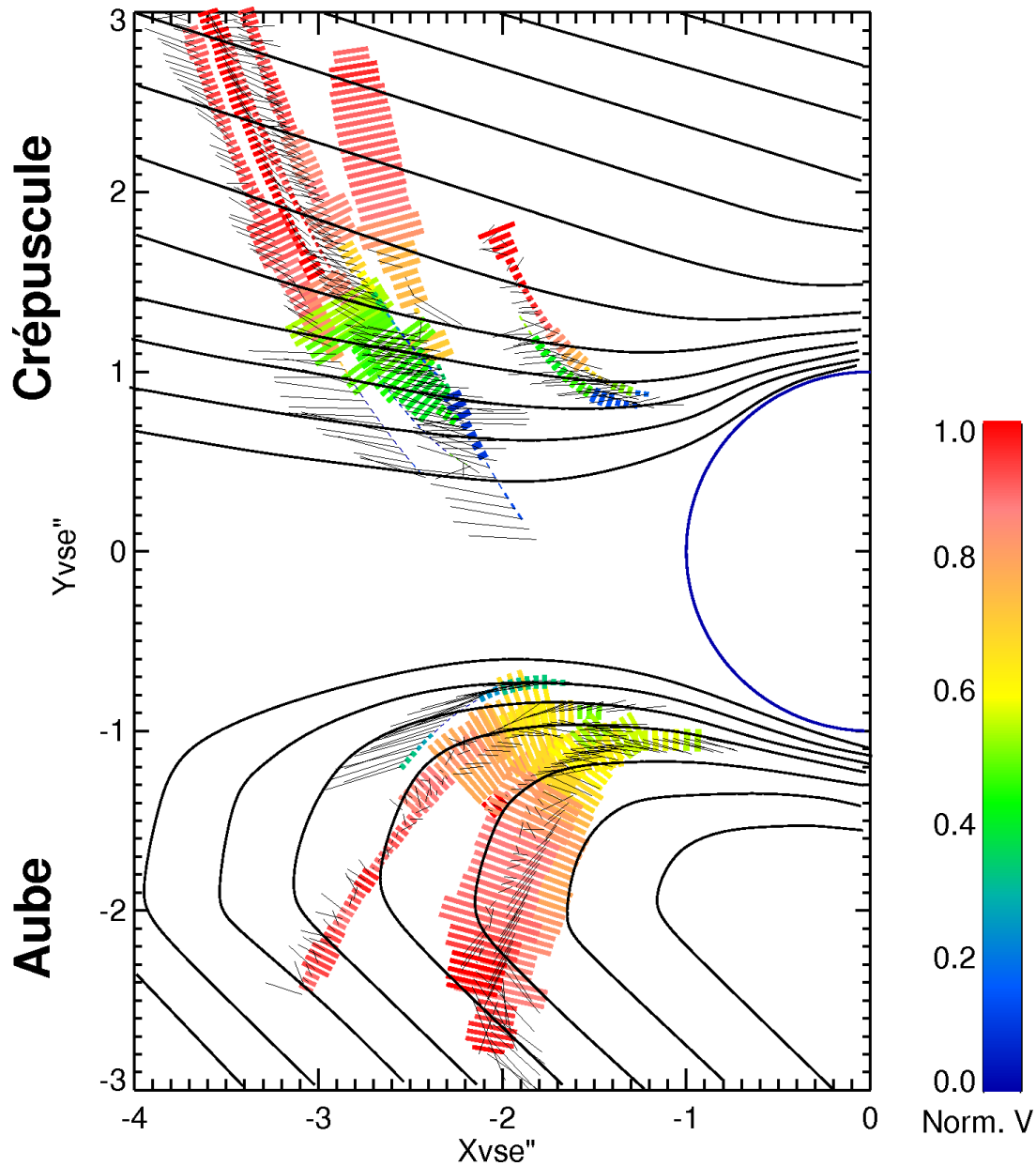


FIG. 3.9 – Vecteurs du champ magnétique (segments noirs) dessinés le long des trajectoires du satellite dans le repère équatorial $X_{VSE}''Y_{VSE}''$. Toutes les orbites sélectionnées comme étant "équatoriales" sont représentées ici. Les courbes noires continues représentent les lignes de champ magnétiques reconstruites à partir du champ magnétique mesuré. Les barres de couleur rendent compte de la vitesse d'ensemble normalisée du flot des protons solaires mesurée pour chaque point d'orbite. La longueur de ces barres de couleur représente la densité des protons solaires. Le degré de confiance accordé à la densité n'étant pas prise en compte, les barres montrent juste la présence d'ions solaires à une vitesse donnée en chaque point.

L'étude de la structure de l'IMB équatoriale peut être réalisée en superposant tous les passages du satellite VEX. Les résultats obtenus par cette technique dite de "superposition d'époque" sont illustrés par la figure 3.10. Elle montre les profils des paramètres plasma normalisés et le rapport normalisé $|\frac{B_X}{B}|$ en fonction de Y_{VSE}'' . Les profils de chaque orbite ont été superposés de manière à faire coïncider tous les passages dans la queue à une même valeur de Y ($Y_{VSE}'' = 0$), marquée par des lignes verticales en pointillés rouges. On suppose que ces pointillés représentent la véritable position de l'IMB. Le troisième panneau de la figure 3.10 le confirme, car la signature de la queue est un champ magnétique stable avec $|\frac{B_X}{B}| = 1$. La magnétogaine est caractérisée par de grandes fluctuations du champ magnétique et des valeurs de $|\frac{B_X}{B}|$ plus faibles. Les côtés "aube" et "crépuscule" des profils $|\frac{B_X}{B}|$ montrent une différence nette due à la spirale de Parker. Le champ magnétique du côté "aube" a un profil en "V" dans la magnétogaine correspondant au "virage" du champ magnétique que l'on observe sur la figure 3.9. On peut également noter une rapide mais abrupte diminution de $|\frac{B_X}{B}|$ juste avant que le vecteur champ magnétique ne tourne au niveau de l'IMB et que le rapport $|\frac{B_X}{B}|$ atteigne sa valeur de la queue. Le profil du côté "crépuscule" est plus plat comme on peut s'y attendre si l'on regarde la partie supérieure de la figure 3.9, même si les fluctuations de $|\frac{B_X}{B}|$ dans l'intervalle $0.1 < Y_{VSE}'' < 1.0$ sont plus importantes que dans les autres régions.

On observe les protons de la magnétogaine dans la queue dans une couche frontière de $0.2 R_V$ d'épaisseur. Les profils de densité et de vitesse des différentes espèces présentent également une asymétrie "aube"/"crépuscule". Globalement, les profils de densité et de vitesse "aube"/"crépuscule" sont similaires. Les profils de vitesse du côté "crépuscule" ou du côté "aube" chutent graduellement (on a superposé le profil "aube" moyen - pointillés bleus sur la figure 3.10 - des deux côtés pour montrer la ressemblance), mais on peut voir des protons à faible densité et à faible vitesse très loin dans la queue du côté "crépuscule" uniquement. De même, on voit seulement des ions O^+ de très basse énergie du côté "crépuscule" avec une densité relative importante, au voisinage immédiat de l'IMB. La densité des protons de "aube" reste presque constante lors de la traversée de l'IMB alors que la vitesse chute rapidement. Au même moment, on peut voir des ions oxygène de très basse densité (environ $10^{-3} cm^{-3}$) mais avec une vitesse proche de la vitesse du plasma de la magnétogaine. Donc les ions O^+ du côté "crépuscule" peuvent être accélérés "faiblement" probablement par des processus pickup tandis que l'accélération des O^+ du côté "aube" demande un autre processus physique beaucoup plus intense dont l'origine sera discutée dans le chapitre IV.

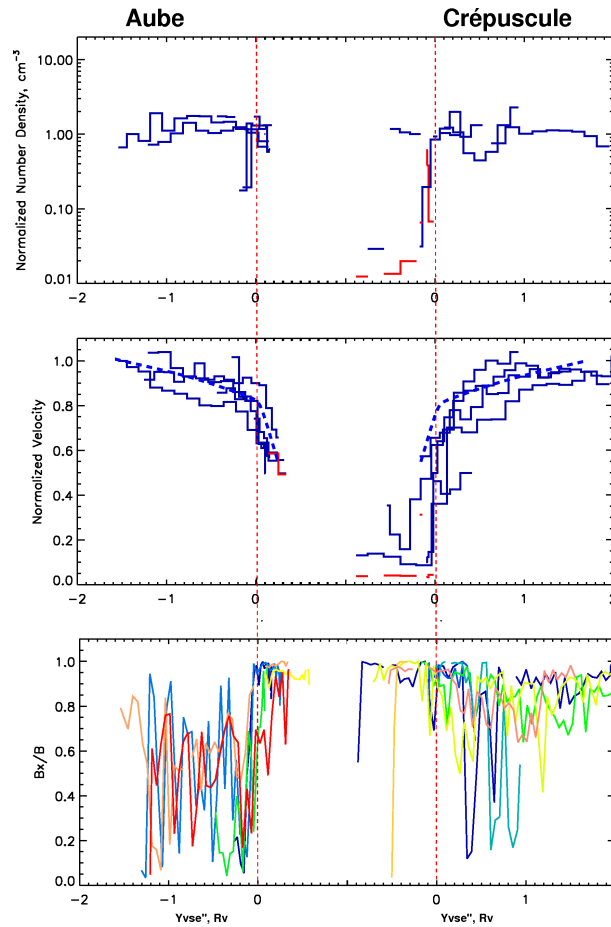


FIG. 3.10 – Analyse par "superpositions d'époques" des profils plasma et de champ magnétique dans le plan équatorial en fonction de Y_{VSE}^i . Les cas "aube" et "crépuscule" sont rassemblés sur un même graphe. Toutes les orbites sont superposées de manière à toujours obtenir une traversée de la queue en $Y_{VSE}^i = 0$. Cette traversée a été déduite de la valeur de $|\frac{B_x}{B}|$ et à l'aide du gradient maximum de vitesse. Donc, chaque graphe a deux origines sur l'axe horizontal, correspondant aux côté "aube" et "crépuscule". Chaque origine est séparée par une distance de $2 R_V$ pour simplifier la lecture de la figure. Graphe inférieur : profils $|\frac{B_x}{B}|$; les différentes couleurs permettent de distinguer chaque orbite. Graphe du milieu : $\frac{V}{V_{SW}}$ où V_{SW} est la vitesse du vent solaire. La couleur bleue correspond aux ions H^+ et la couleur rouge aux ions O^+ . Les courbes en pointillés bleus de chaque côté représentent le profil de vitesse moyenne du côté "aube". Graphe supérieur : densité ionique normalisée à la densité des protons de la magnétogaine. Seules les données avec un bon niveau de confiance ont été tracées; la couleur représente l'espèce ionique considérée. L'absence de valeurs de densité rouges du côté "aube" (alors que l'on a des données de vitesse) indique ici une densité de O^+ extrêmement faible ($< 0.01 \text{ cm}^{-3}$).

3.3.3 Explication de la pénétration avec l'analyse de de Hoffmann-Teller

Comment les protons de la magnétogaine peuvent ils pénétrer dans la queue de la magnétosphère de Vénus des deux côté de l'IMB équatoriale ?

En MHD (magnéto-hydrodynamique) idéale, cette pénétration est associée à une dérive électrique des particules à travers le plan de la discontinuité qui implique elle-même la présence d'un champ électrique dans le plan de la discontinuité. Autrement dit, la frontière n'est pas équipotentielle, ce qui permet sa traversée par les particules solaires et planétaires qui dérivent en $\vec{E} \times \vec{B}$. Pour tester cette hypothèse, il faut examiner les fonctions de distributions des ions de chaque côté de la frontière et vérifier si elles peuvent être simplement déduites l'une de l'autre. Suivant les travaux de Cowley [1976, 1982, 1995] dans le cas d'une discontinuité rotationnelle il est possible de définir un repère dit de de Hoffmann-Teller [de Hoffmann et Teller, 1950] dans lequel les particules n'ont qu'une vitesse parallèle au champ magnétique (figure 3.11). L'énergie se conserve.

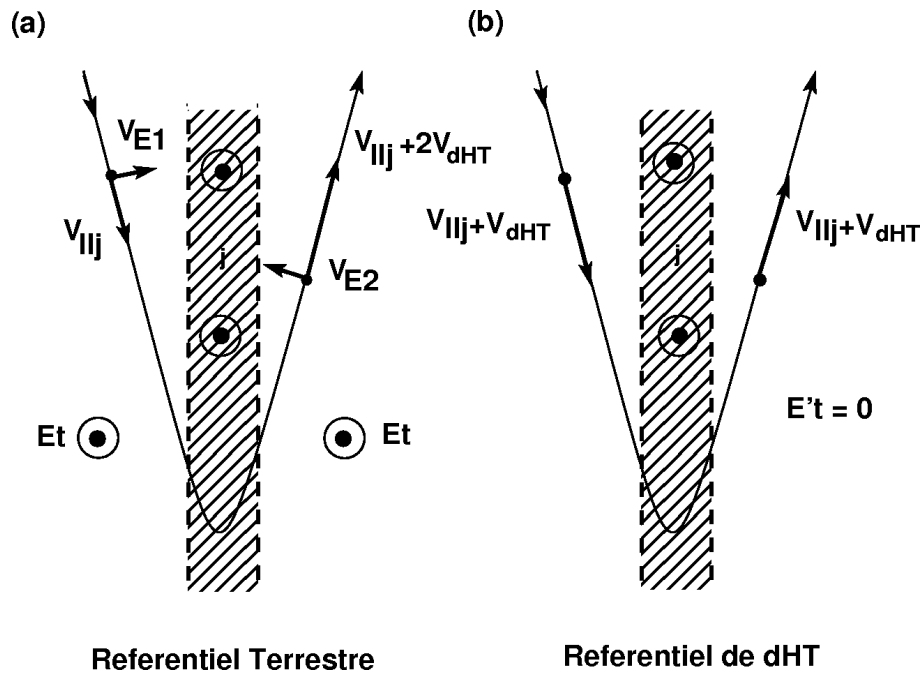


FIG. 3.11 – Comportement d'une particule transmise à travers une couche de courant (a) dans le repère de la Terre et (b) dans le repère de de Hoffman-Teller où le champ électrique s'annule (adaptée de Cowley [1995]).

La vitesse parallèle des particules, identique des deux côtés de la frontière (pas d'accélération dans le repère de de Hoffmann-Teller) est déduite de l'équilibre des forces tangentielles dans le repère de de Hoffmann-Teller :

$$(22) \quad \rho V^2 + P_{\parallel} + P_{\perp} = \frac{B^2}{2\mu_0}$$

où ρ est la densité de masse, V est alignée avec B , P_{\parallel} et P_{\perp} sont les composantes parallèle et perpendiculaire de la pression. Dans le cas où la pression est isotrope,

$$(23) \quad V = \pm \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}} = \pm V_A$$

les particules se déplacent à la vitesse d'Alfvén, V_A , dans le repère de de Hoffman-Teller (figure 3.12).

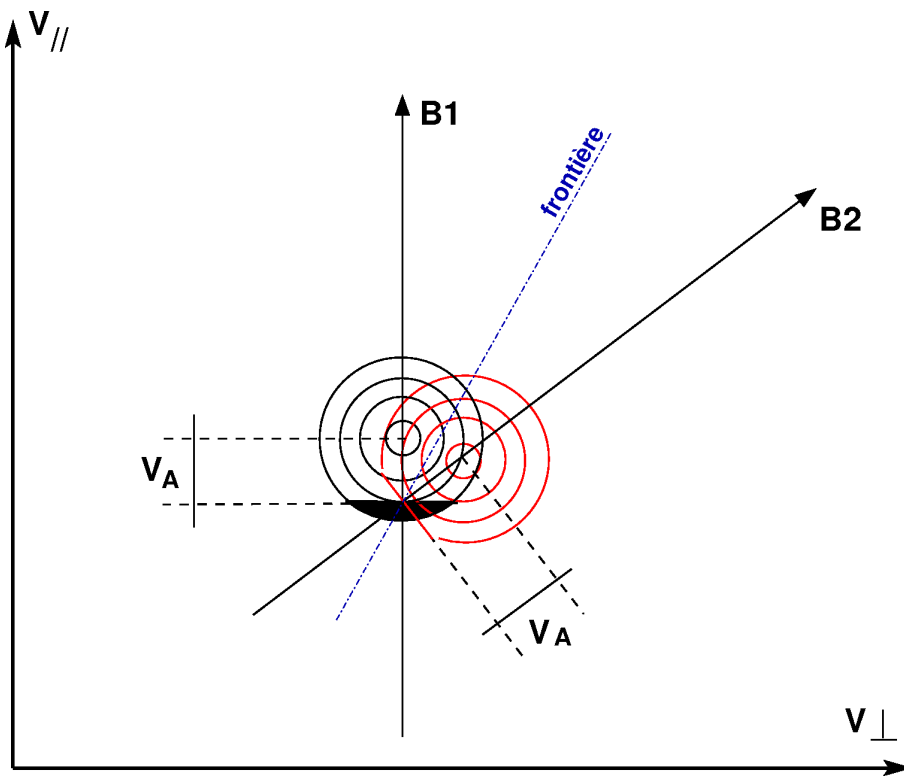


FIG. 3.12 – Evolution de la fonction de distribution des ions à la traversée d'une discontinuité rotationnelle.

La figure 3.13 montre deux fonctions de distribution des protons prises au voisinage de l'IMB dans la magnétogaine (a), dans la couche frontière (b) et dans la queue (c). Les intervalles de temps qui correspondent à ces distributions se trouvent sur la figure 3.8 A entre les lignes en pointillés verticales. La vitesse d'ensemble du flot de la magnétogaine (vitesse plasma) est plus ou moins parallèle à l'IMB, mais la ligne de champ magnétique passe le point de mesure puis traverse l'IMB en tournant de 90° (voir figure 3.9). Si l'on suppose que l'IMB est une discontinuité

rotationnelle, alors "l'IMB devrait approcher" la distribution (a) avec la vitesse d'Alfvén dans le repère lié au plasma. Dans notre cas, la vitesse d'Alfvén est de 70 kms^{-1} . Le triangle noir sur le graphe (a) représente le point qui est sur la surface de la discontinuité et qui se déplace avec la ligne de champ magnétique convectée. C'est l'origine du repère de de Hoffman-Teller. Dans ce repère, les lignes de champ de part et d'autre de la discontinuité sont fixes et le coeur de la distribution des ions bouge uniquement le long du champ magnétique (le champ électrique est nul de part et d'autre de la discontinuité). On définit l'axe X du repère de de Hoffman-Teller (X_{dHT}) comme étant parallèle au vecteur du champ magnétique local. Seuls les ions de la magnétogaine, possédant une vitesse $V_{X_{dHT}}$ négative (contour rouge sur la graphe (a) de la figure 3.13) peuvent atteindre l'IMB et entrer dans la queue magnétosphérique.

Remarque : à cause de la résolution angulaire d'IMA dans le plan $V_{X^0} - V_{Y^0}$ qui est de 20° , la fonction de distribution du graphe (a) semble plus grande qu'elle ne l'est en réalité. Le contour rouge montre la distribution réelle. De plus, le "pitch angle" de la distribution ionique, dans le repère de de Hoffman-Teller, doit être le même de chaque côté de la discontinuité [*Kockwood et al. 1996*]. Le contour bleu sur la graphe (a) représente la fonction de distribution déduite du côté queue de la discontinuité. Le graphe (b) de la figure 3.13 montre la distribution mesurée réellement. Celle-ci est très similaire à la distribution prédite (en bleu sur le graphe (a)). On en conclut donc que l'IMB du côté "aube" est bien une discontinuité rotationnelle pénétrable pour le plasma de magnétogaine.

Mais la distribution des ions que l'on peut voir très loin dans la magnétosphère ne peut être décrite de la même manière. Le graphe (c) de la figure 3.13 montre que la distribution d'origine (contour bleu) n'a pas d'ions d'une telle énergie. Il n'y a pas de transformation pouvant produire ces ions.

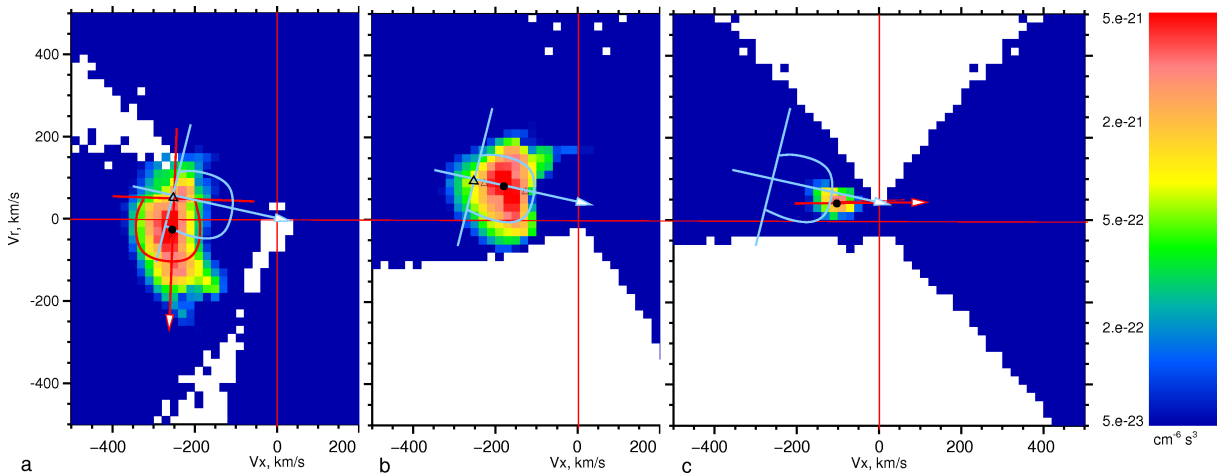


FIG. 3.13 – Les graphes (a), (b) et (c) montrent une coupe de la fonction de distribution des protons dans le plan $V_{X''} - V_{Y''}$. La valeur de la distribution est codée en couleur. Dans tous les cas, la vitesse d'ensemble des protons et le vecteur \vec{B} sont très proches de ce plan. La couleur bleue correspond à une valeur de la distribution de fonction $< 5.10^{-23} \text{ cm}^{-6} \text{ s}^3$, et la valeur blanche correspond à l'absence de mesure. Le graphe (a) montre la fonction de distribution obtenue dans l'intervalle de temps 01 : 19 – 01 : 22 TU, le 8 Août 2006 (voir figure 3.8 A). La vitesse d'ensemble correspond au point noir et la flèche rouge représente le vecteur \vec{B} convecté avec le plasma. La ligne horizontale rouge et le triangle noir montrent la position du repère de de Hoffman-Teller. Voir le texte pour plus de détails. Le graphe (b) montre la fonction de distribution obtenue dans l'intervalle de temps 01 : 41 – 01 : 44 TU, le vecteur \vec{B} local est représenté en bleu (voir figure 3.8 A). Le graphe (c) correspond à la fonction de distribution dans l'intervalle de temps 01 : 54 – 01 : 57 TU.

La transformation d'une fonction de distribution ionique du côté "crépuscule" du plan équatorial ne peut être expliquée dans les mêmes termes que ceux utilisés pour l'étude du côté "aube". La figure 3.14 présente une distribution des ions de la magnétogaine (graphe (a)) et une distribution des ions de la couche frontière (graphe (b)). Il n'y a pas de rotation notable entre ces deux régions. Et même s'il y avait une connexion magnétique entre ces deux régions, on ne pourrait pas expliquer la distribution des faibles énergies dans la couche frontière à partir de la transformation de la distribution de la magnétogaine. Néanmoins, on note la présence de particules originaires de la magnétogaine. Le graphe (c) montre la fonction de distribution prise dans l'intervalle de temps suivant. L'absence du mouvement du coeur de la distribution et les protons accélérés le long du champ magnétique signifient que la région de queue est remplie par des ions d'origine planétaire. La différence entre les ions originaires de la magnétogaine et ceux d'origine planétaire est évidente.

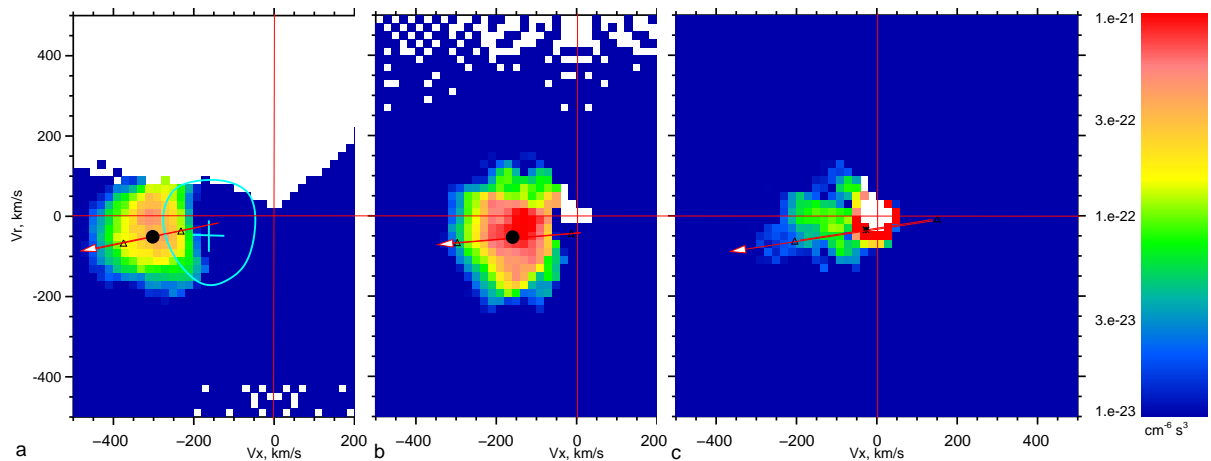


FIG. 3.14 – Mêmes graphes que les graphes (a),(b) et (c) de la figure 3.13, mais pour des mesures effectuées du côté "crépuscule" du plan équatorial. Graphe (a) : La distribution a été accumulée sur l'intervalle de temps de 08 : 12 – 08 : 15 TU le 4 Janvier 2007 dans la magnétogaine (voir figure 3.8 B). Le point noir marque la vitesse d'ensemble des protons de la magnétogaine et la flèche rouge le vecteur \vec{B} . Le contour bleu représente la distribution des ions dans la couche frontière (graphe (b)). La distribution (b) correspond à l'intervalle de temps 08 : 00 – 08 : 03 TU et la distribution (c) à l'intervalle de temps 07 : 56 – 07 : 59 TU

3.3.4 Conclusion

Au final, on distingue trois différentes régions de la MWI dans le plan équatorial :

1. **La couche frontière externe** où a) le vecteur \vec{B} est stable et toujours parallèle à l'axe X ; b) le spectrogramme des électrons est quasi identique à celui observé dans la magnétogaine si l'on prend en compte le potentiel négatif de la sonde ; c) la distribution des ions est le résultat de la transformation de de Hofmann-Teller de la distribution des ions de la magnétogaine.
2. **La couche frontière interne** montre a) une augmentation de $|B|$; b) une réduction du flux d'électrons ; c) des ions de basse énergie qui ne peuvent être produits par une transformation de de Hofmann-Teller mais qui ressemblent à des ions de la magnétogaine ; d) des ions lourds d'origine planétaire.
3. **La queue magnétosphérique** qui est remplie par des ions d'origine planétaire de basse énergie. On remarque que les protons planétaires de basse énergie ne sont observés que du côté "crépuscule".

3.4 Etude des régions polaires

Les propriétés de la MWI dans le plan midi-minuit sont très différentes des propriétés de l'interface équatoriale. La figure 3.15 montre deux exemples d'orbites polaires pour les cas "nord" et "sud". Contrairement aux cas équatoriaux où la MWI correspondait approximativement à l'éclipse géométrique de la planète, ici les caractéristiques de l'interface apparaissent bien en dehors de la zone d'ombre de la planète. Le graphe A et le graphe B montrent une importante asymétrie entre les interfaces "nord" et "sud". Dans l'exemple "sud", le champ magnétique tourne dans la direction de l'axe X entre 02 : 16 TU et 02 : 24 TU. On observe une frontière abrupte entre la magnétogaine et la magnétosphère à la fin de l'intervalle de temps. On identifie cette frontière comme l'IMB. Seuls les ions d'origine planétaire et de faible énergie ainsi que les électrons de faible énergie sont encore observables après 02 : 24 TU. Une forte diminution du flux d'électrons apparaît à 02 : 30 TU caractérisant l'entrée dans la zone d'ombre de la planète. L'exemple du cas "nord" montre une image différente : d'abord, la transition entre la magnétogaine et la magnétosphère est très étroite. Ensuite, la direction du champ magnétique depuis sa direction dans la magnétogaine vers sa direction dans la magnétosphère prend 15 minutes (08 : 53 TU à 08 : 38 TU, on remonte le temps depuis la magnétogaine vers la magnétosphère). Enfin, les ions oxygène pick-up sont observés dans un grand intervalle de temps : 08 : 50 TU à 08 : 32 TU ; le spectre des électrons change grandement à 08 : 52 TU mais le spectre des ions reste caractéristique de la magnétogaine jusqu'à 08 : 20 TU. Il est très difficile d'identifier la position de l'IMB dans ce cas et on parlera plutôt d' "interface" que de "frontière".

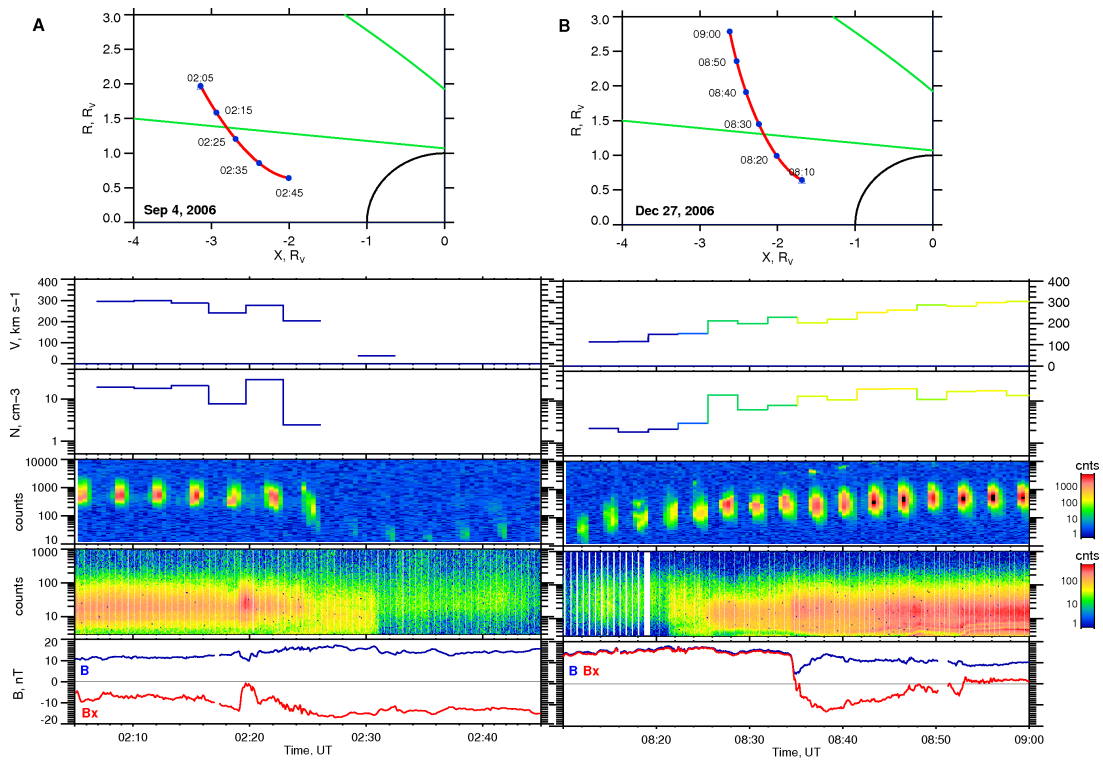


FIG. 3.15 – Même figure que la figure 3.8 mais dans le plan midi-minuit. Le graphe **A** est une vue générale de l'interface observée au "sud" le 4 Septembre 2006. Le graphe **B** correspond à la traversée de l'interface "nord" le 27 Décembre 2006.

3.4.1 Superposition des orbites

Une analyse par superposition d'époque ("superposed epoch analysis") montre nettement l'asymétrie entre les régions "nord" et "sud". Les données plasma des orbites polaires étudiées (voir figure 3.5) sont représentées par des cercles. La figure 3.16 représente à la fois la vitesse et le flux du plasma d'origine solaire (à gauche) et des ions O^+ d'origine planétaire (à droite). La taille des cercles correspond au flux dans la gamme $[5 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^7]$ et la couleur des cercles simule la vitesse des ions dans la gamme $[0 - 350 \text{ km s}^{-1}]$. Les flux et les vitesses normalisées des ions sont donnés par :

- $Flux = N \times V \times 1.0 \times 10^5$ où N et V sont respectivement les densité et vitesse instantannées des ions H^+ et O^+ .
- $V_{norm} = \frac{V}{V_{SW}}$ où V_{norm} est la vitesse normalisée des ions H^+ ou O^+ et V est la vitesse instantannée des ions H^+ ou O^+ en chaque point de mesure le long de l'orbite. V_{SW} est la vitesse du vent solaire mesurée dans une magnétogaine non-perturbée pour chaque orbite.

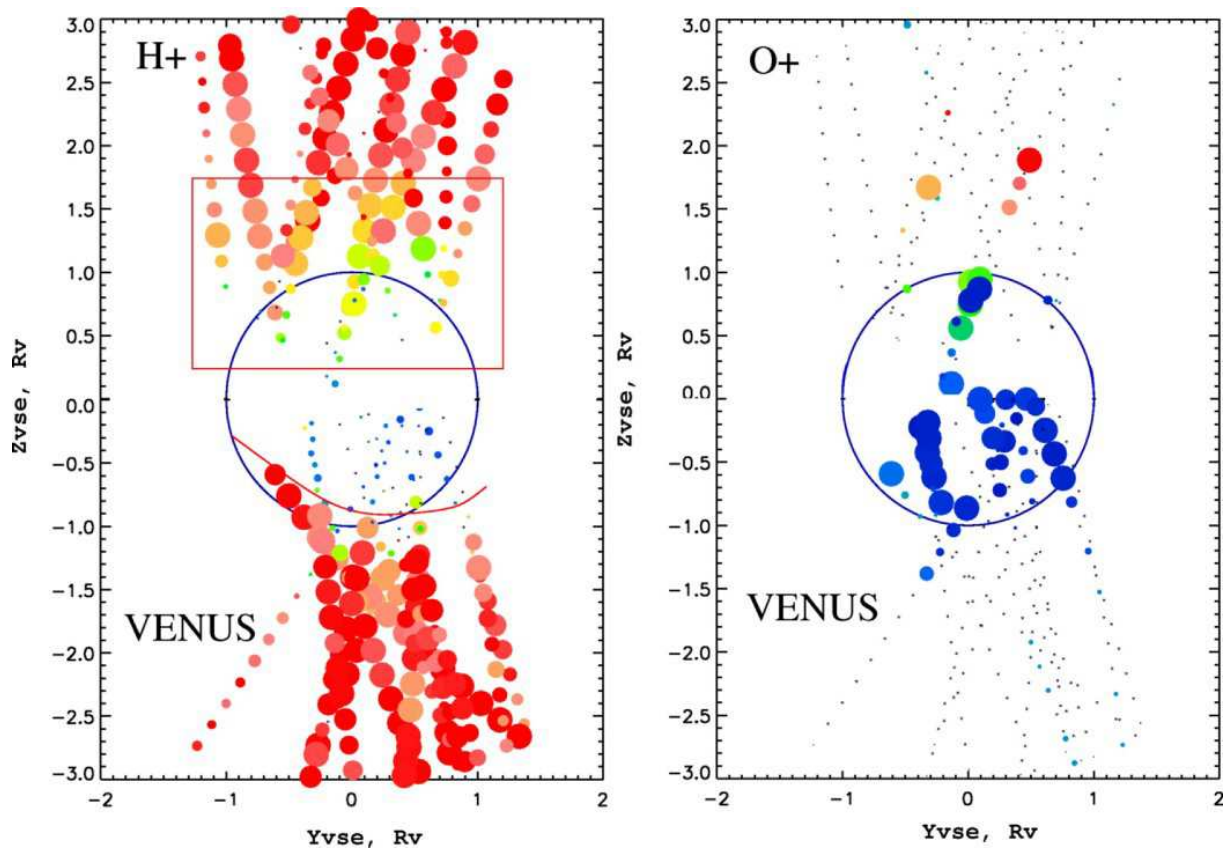


FIG. 3.16 – Répartition spatiale des ions H^+ du plasma solaire (à gauche) et des ions O^+ d'origine planétaire (à droite). La vitesse des ions est donnée par la couleur, où le rouge symbolise la vitesse maximale et le bleu, la vitesse minimale. Le flux est quant à lui schématisé par la taille des cercles.

De ces deux graphes, on peut tirer 3 caractéristiques principales :

Les profils de vitesse des protons sont différents dans les régions "nord" et "sud". Dans la région "nord" on observe une décélération progressive des protons vers la planète (cf. la dégradation des couleurs) alors que dans la région "sud", on a un saut abrupt de la vitesse (on passe de la couleur rouge à la couleur bleue directement). La figure 3.17 montre clairement cette différence.

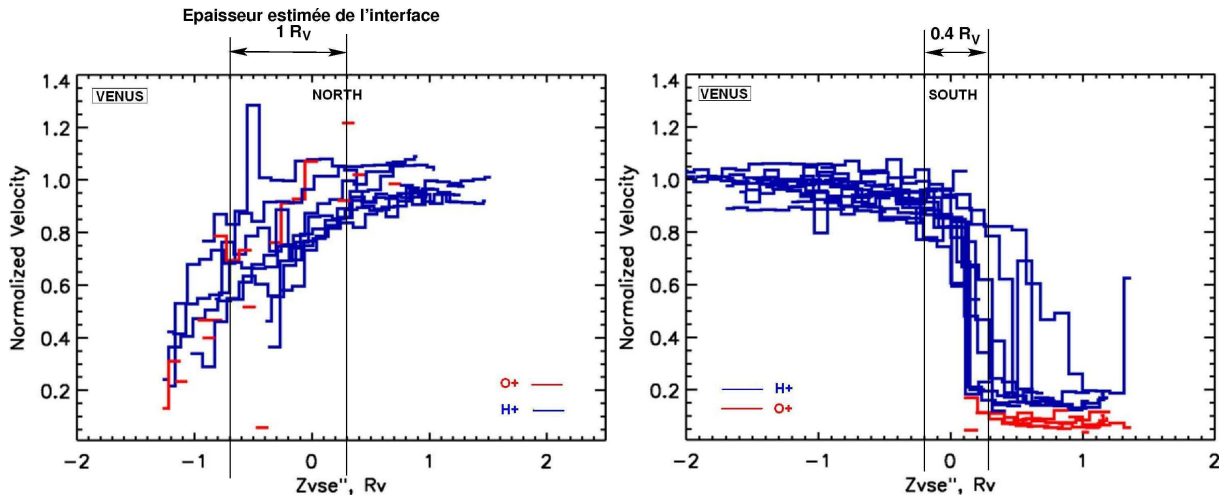


FIG. 3.17 – Profils des vitesses normalisées des ions H^+ (bleu) et O^+ (rouge) dans les régions polaires "nord" et "sud". Comme pour les cas équatoriaux, toutes les orbites sont superposées de manière à toujours obtenir une traversée de la queue en $Z_{VSE}'' = 0$. La traversée de la queue a été définie par la valeur de $|\frac{B_x}{B}|$ et à l'aide du gradient maximum de vitesse.

On observe le même comportement quant à la densité des protons qui décroît lentement dans la région "nord" et chute rapidement dans la région "sud". Les profils de densité de la figure 3.18 confirme cette caractéristique.

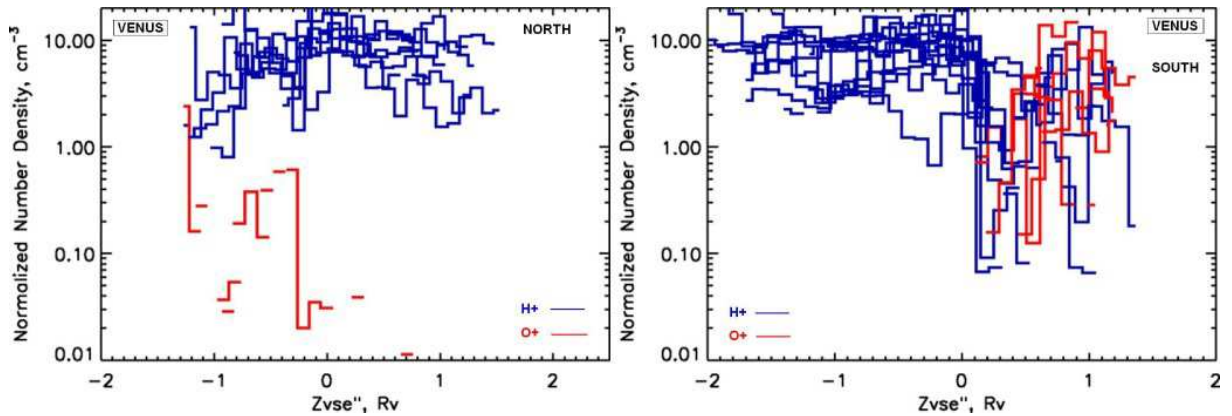


FIG. 3.18 – Profils des densités des ions H^+ (bleu) et O^+ (rouge) normalisées sur 10 particules/cm³ dans les régions polaires "nord" et "sud".

La région "nord" montre la présence du côté planétaire d'ions O^+ planétaires accélérés. Le profil de vitesse des ions O^+ en rouge sur la figure 3.17 illustre bien cette accélération.

3.4.2 Nature de l'asymétrie, position et largeur de l'interface

Les processus physiques qui entrent en jeu dans la création de l'interface entre le vent solaire et la magnétosphère de Vénus (MWI) sont différents de ceux observés pour la configuration équatoriale. Ici, le champ magnétique est perpendiculaire au mouvement du plasma mais il est aligné avec la MWI (voir figure 3.3). Donc les effets dus aux rayons de giration des particules seront dominants. La direction du champ électrique, aligné avec l'axe Z_{VSE} , de sens positif (dirigé vers $+Z_{VSE}$, i.e. en direction du pôle "nord") ainsi que les rayons de Larmor finis des particules sont à l'origine de l'asymétrie "nord"/"sud". On observe une grande région de mélange entre les ions de nature solaire et planétaire à forte densité au "nord" - cette région est représentée par un rectangle rouge sur la figure 3.16 - et une fine interface au "sud" - représentée par une courbe rouge sur la figure 3.16. Dans l'hémisphère nord, l'épaisseur est liée à l'échappement des ions ionosphériques qui sont transportés avec le plasma du vent solaire. Leur déviation par rapport à l'axe X est relié au rayon de Larmor des particules (voir figure 3.19). L'épaisseur de la frontière, $1 R_V$, (cf. figure 3.17 de gauche) correspond au double du rayon de Larmor d'ions O^+ avec une énergie de $1 keV$ qui correspond à une vitesse d'écoulement de $430 km s^{-1}$, dans un champ magnétique de $20 nT$. Au contraire, dans l'hémisphère sud, les ions "retombent" dans l'ionosphère et par conséquent, ils ne peuvent s'échapper ni se propager avec le flot solaire, d'où une interface fine et abrupte, estimée à $\sim 0.4 R_V$ (cf. figure 3.17 de droite). On peut remarquer également la présence d'ions H^+ accélérés dans l'ombre "nord" de la planète dans une fine bande verticale. Comme il n'y a aucune raison pour que les ions H^+ puissent pénétrer, on peut supposer que ce sont des protons de la plasma-sheet. Cependant, on ne peut distinguer ici les protons solaires de ceux de la plasma-sheet.

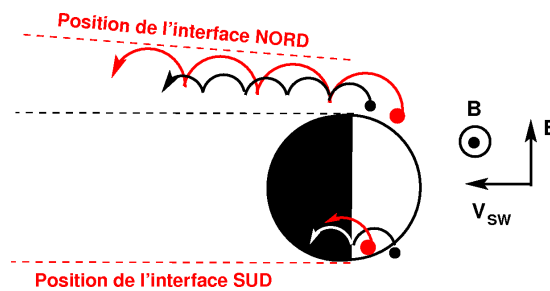


FIG. 3.19 – Illustration des effets des rayons de giration des particules dans l'asymétrie "nord"/"sud". La direction de E et le rayon de Larmor des particules (rouge pour les ions O^+ et noir pour les ions H^+) entraînent la formation d'une large interface de mélange au "nord" et celle d'une fine interface au "sud".

Notons que la vitesse des ions O^+ dans l'interface "nord" est égale à la vitesse des protons de la magnétogaine (voir figure 3.17), ce qui conforte notre interprétation en terme d'ions pickup soumis au champ électrique d'origine solaire.

Finalement, la figure 3.20 montre sur un même graphe la localisation et la largeur de l'interface au niveau des régions polaires "nord" (bleu) et "sud" (rouge). On en conclut que la distance entre la position moyenne de l'interface au "nord" et au "sud" est d'environ deux rayons de giration des ions O^+ .

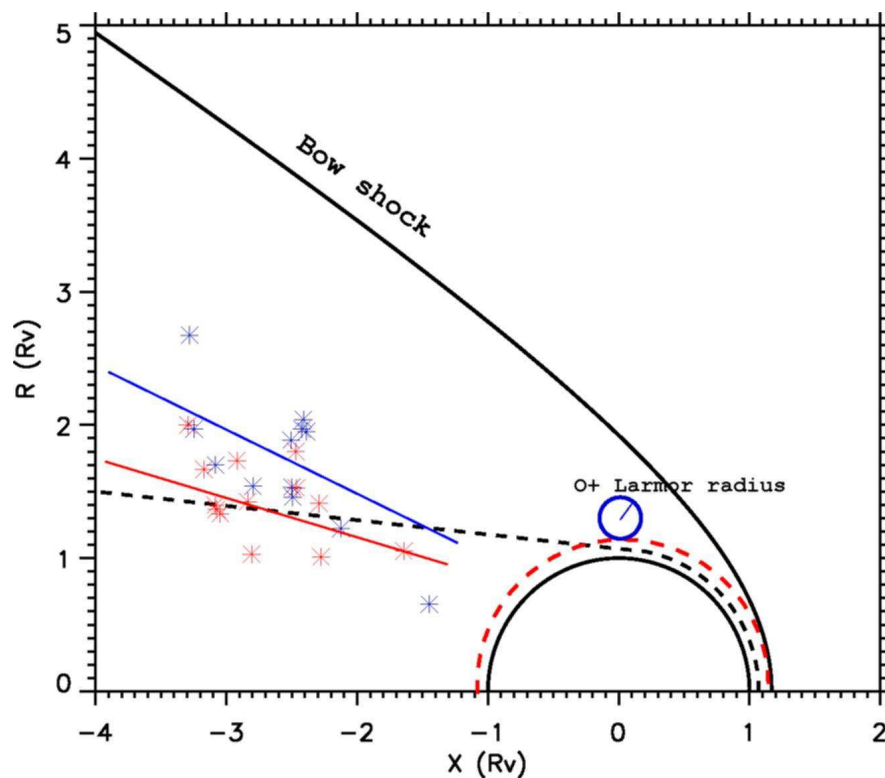


FIG. 3.20 – 1) Les étoiles bleues et rouges correspondent respectivement à l'interface entre la magnétosphère et le vent solaire en coordonnées cylindriques : X est l'axe reliant le centre de la planète et le soleil ; $R = \sqrt{Y^2 + Z^2}$. Toutes les échelles sont en rayons planétaires. 2) Les lignes bleue et rouge représentent les positions moyennes de cette interface dans les cas "nord" et "sud" respectivement. 3) Le demi-cercle en pointillés rouges symbolise la couronne d' O^+ . 4) Le cercle bleu représente le rayon de Larmor des ions O^+ avec une énergie de 1 keV dans un champ magnétique de 20 nT.

Contrairement à l'étude des régions équatoriales qui a révélé la nature rotationnelle de l'interface, celle-ci reste indéfinie pour les cas polaires. L'analyse dans le repère de de Hoffman-Teller n'est pas concluante. Mais l'utilisation du modèle MHD reste à priori valable dans le cas de Vénus car le rayon de Larmor des particules (pour des particules jusqu'à plusieurs keV) reste

inférieur à l'échelle spatiale des phénomènes étudiés, contrairement à Mars où le rayon de Larmor des particules est supérieur (voir figure comparative 3.24). Seule une étude plus approfondie d'un plus grand nombre de cas pourra révéler la nature de l'interface dans les régions polaires.

3.4.3 Comparaison avec Mars

A cause des différentes caractéristiques entre Mars et Vénus : i) Mars a une exosphère plus étendue que Vénus due à sa plus faible gravité, il en résulte une magnétosphère aux frontières extérieures plus éloignées de la planète pour Mars ; ii) la densité du vent solaire est plus faible au niveau de Mars qu'au niveau de Vénus (compte tenu de la distance des planètes au Soleil) et donc les lignes de champ restent assez éloignées de la planète contrairement à Vénus où elles glissent parfois jusque dans l'ionosphère), on s'attend à ce que les interfaces de ces deux planètes avec le vent solaire soient différentes. Sur les quatre figures qui suivent, on compare ces deux interfaces. La première figure 3.21 représente une sélection d'orbites polaires dans le cas de Vénus et de Mars. Pour les 2 planètes, les contraintes angulaires, la forme de l'orbite et autres caractéristiques géométriques sont identiques. Rappelons que pour Vénus nous avons sélectionné 43 intervalles de temps pendant la période Août 2006 - Juillet 2007 ; pour Mars on a sélectionné 40 intervalles de temps de Janvier 2005 à Octobre 2005. Les figures 3.22 et 3.23 représentent respectivement les profils normés de vitesse et de densité obtenus sur Vénus et Mars. Les profils bleus correspondent aux profils des ions H^+ d'origine solaire et les profils rouges aux ions O^+ planétaires. Les profils de densités sont normalisés à $10 \text{ particules/cm}^3$ pour Vénus et à $3 \text{ particules/cm}^3$ pour Mars. Le rayon de Larmor des ions O^+ a été calculé avec une énergie des ions de 1 keV dans un champ magnétique de 20 nT pour Vénus et de 5 nT pour Mars. La figure 3.24 représente en coordonnées cylindriques la position moyenne de l'interface dans les hémisphère nord (bleu) et sud (rouge) sur Vénus et Mars.

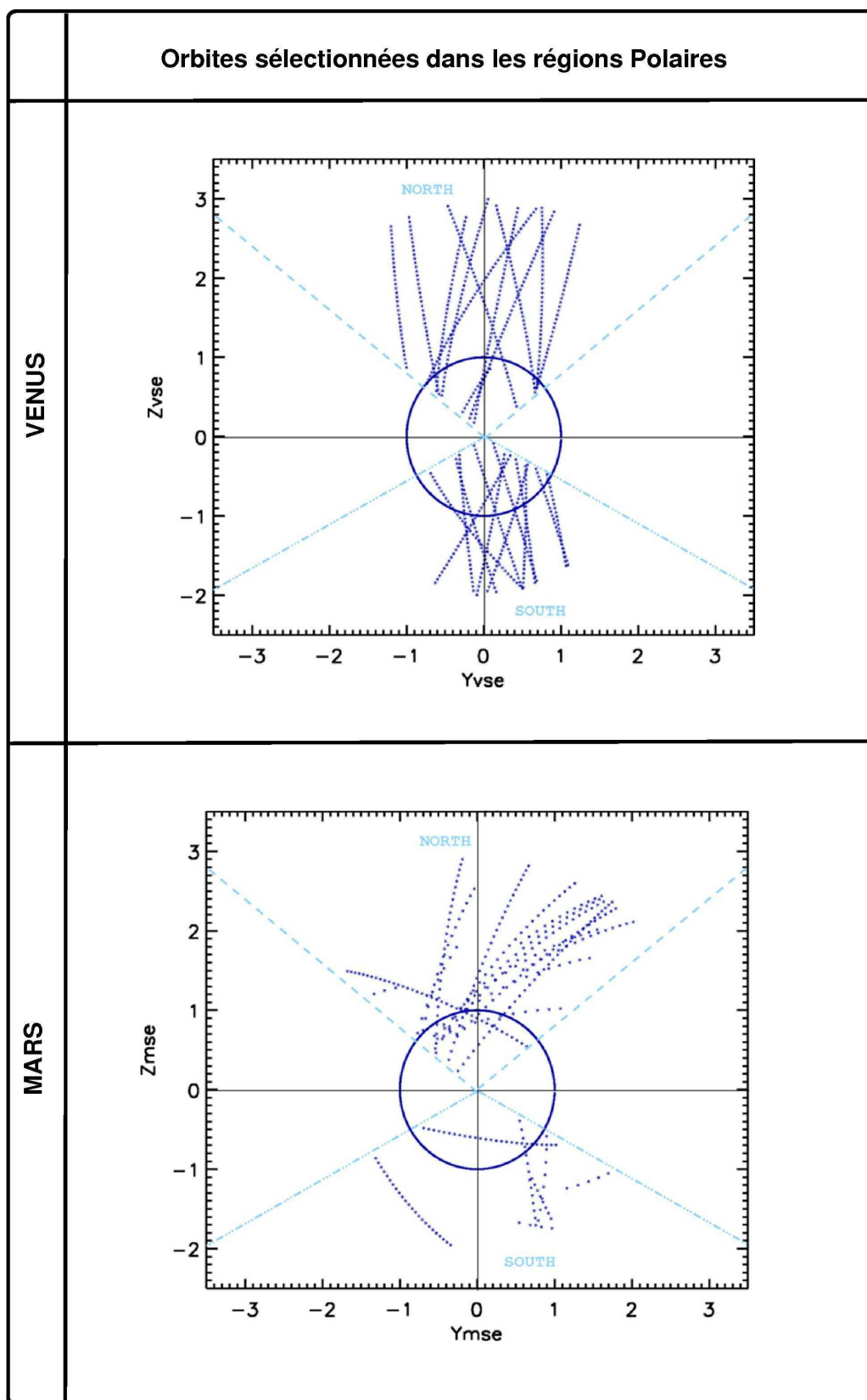


FIG. 3.21 – Tableau comparatif présentant la sélection des orbites polaires.

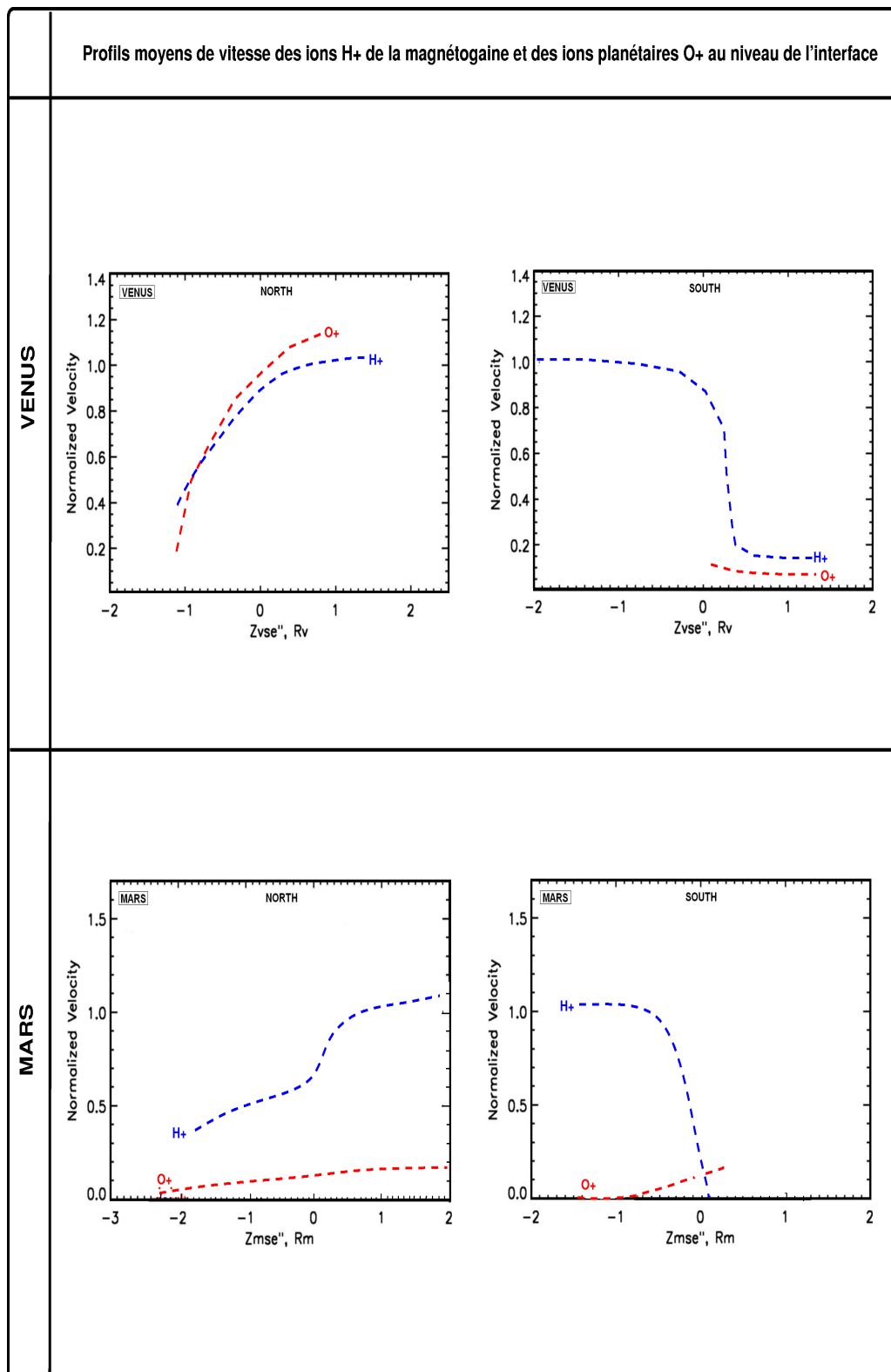


FIG. 3.22 – Tableau comparatif présentant les profils de vitesse des ions d'origine solaire H^+ (bleu) et d'origine planétaire O^+ (rouge) dans les régions "nord" et "sud".

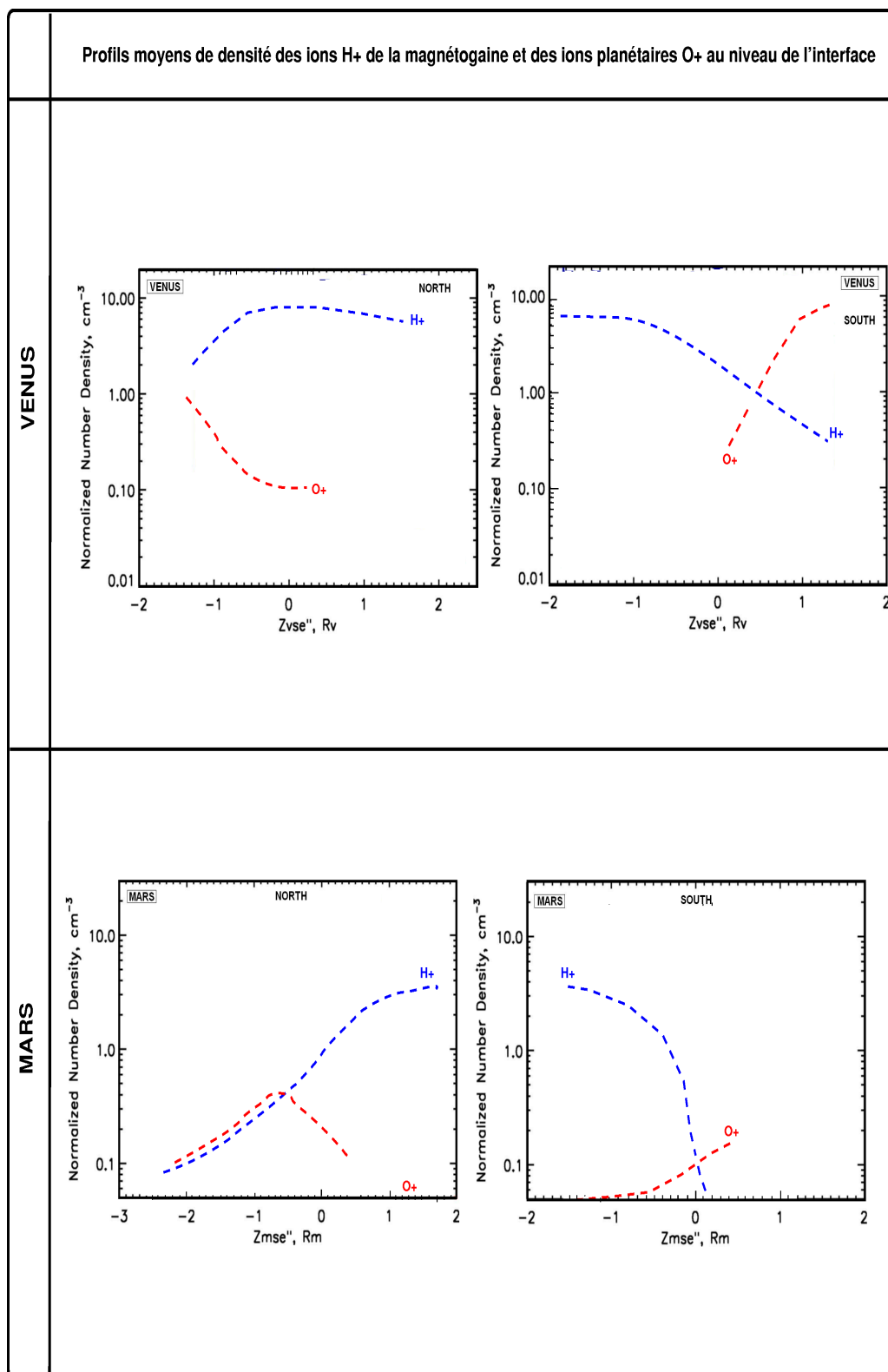


FIG. 3.23 – Tableau comparatif présentant les profils de densité des ions d'origine solaire H^+ (bleu) et d'origine planétaire O^+ (rouge) dans les régions "nord" et "sud".

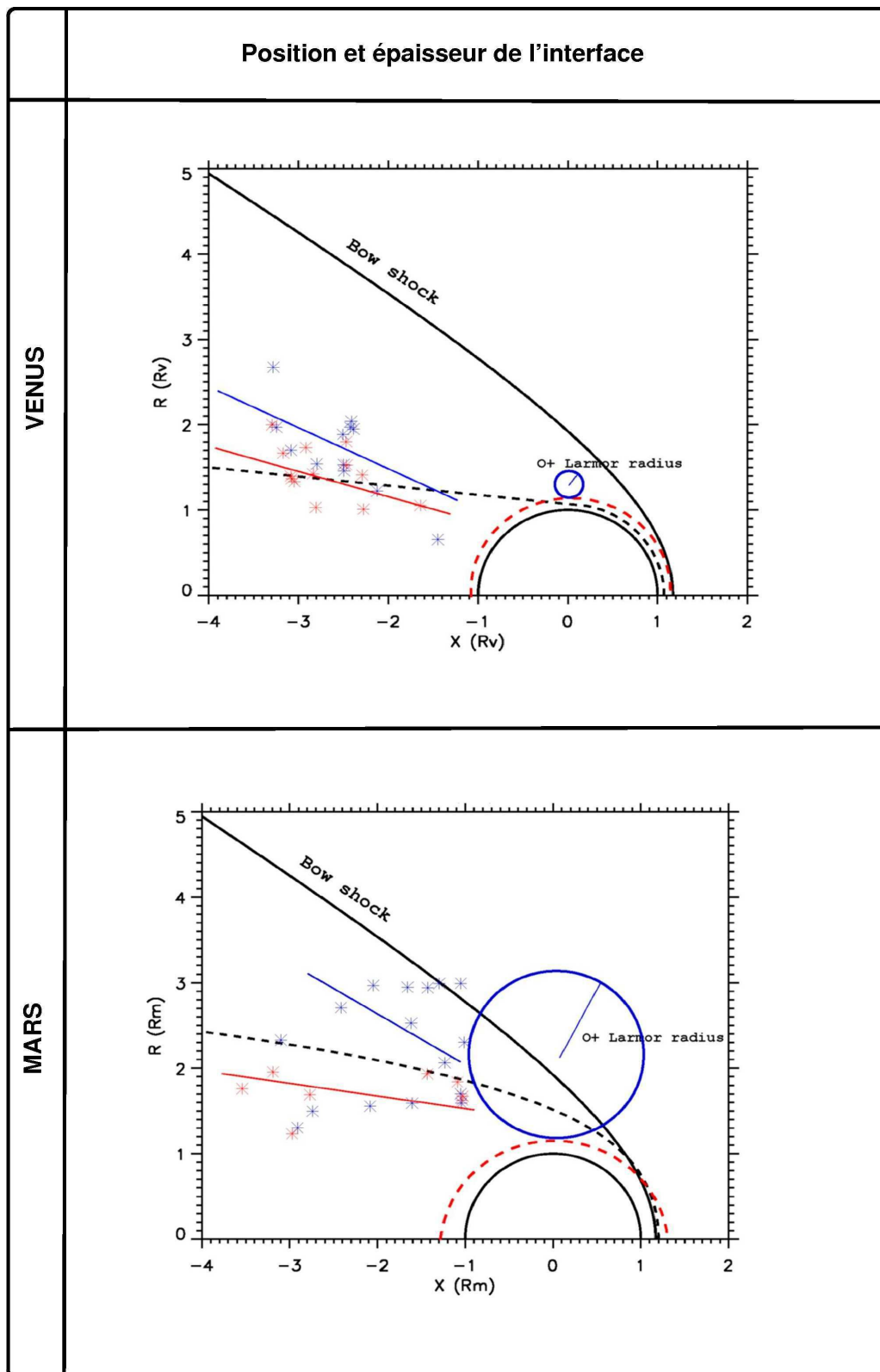


FIG. 3.24 – Tableau comparatif présentant la position et la largeur de l'interface dans les régions "nord" (bleu) et "sud" (rouge). (les légendes des graphiques pour Mars sont identiques à celles déjà obtenues pour Vénus précédemment).

De ces quatre présentations graphiques de synthèse : 3.21, 3.22, 3.23 et 3.24, on peut conclure quant aux analogies et aux différences de la MWI sur Mars et Vénus.

ANALOGIES :

- L'épaisseur de la MWI est différente pour les régions "nord" et "sud" et ce, pour les deux planètes.
- L'épaisseur de la MWI au "nord", déduite des profils de vitesse est d'un rayon planétaire pour les deux planètes (voir profils de vitesse de la figure 3.22).
- L'épaisseur de l'interface au sud est négligeable (voir profils de vitesse de la figure 3.22).
- La distance entre la position moyenne de l'interface au "nord" et de celle au "sud" est comparable au rayon de giration des ions O^+ sur les deux planètes, ce qui rend compte de la structure physique de ces interfaces (voir figures 3.19 et 3.24).

DIFFÉRENCES :

- La vitesse des ions O^+ dans la région "nord" de Vénus est égale à celle des protons de la magnétogaine, alors que les O^+ martiens atteignent au plus 0.2 – 0.3 fois la vitesse du vent solaire (voir profils de vitesse de la figure 3.22).
- La densité des ions O^+ est beaucoup plus importante dans la région "nord" de Mars que dans la région "nord" de Vénus.

Enfin, les queues des magnétosphères de Mars et Vénus sont toutes peuplées d'ions planétaires. De récentes mesures indiquent que l'accélération de ces ions dépend de leur position dans la queue. En effet, celle-ci est séparée en deux régions principales : la région centrale ou plasma sheet et une région annulaire autour de la Plasma Sheet, où les particules sont accélérées par des mécanismes complètement différents. **Le chapitre IV, qui suit, traite de ces processus d'accélération et d'échappement des ions planétaires dans le sillage de Vénus.**

Chapitre 4 : Mécanismes d'accélération et d'échappement des particules dans la magnétosphère induite de Vénus côté nuit

4.1. Analyse comparative des queues magnétosphériques de Mars et Vénus

4.1.1. Données et méthodes d'analyse

4.1.2. Forme et contenu des régions dépourvues de plasma solaire

4.1.3. Distribution énergétique des ions planétaires

4.1.4. Conclusions

4.2. Etude des processus d'accélération des ions dans le cas particulier de Vénus

4.2.1. Introduction

4.2.2. Répartition spatiale générale des ions planétaires sur Vénus

4.2.2.1. Observations

4.2.2.2. Cartographie énergétique des ions planétaires H^+ et O^+

(a) La région centrale : la plasma sheet

(i) Région NORD

(ii) Région CENTRALE

(ii) Région SUD

(b) La région circulaire : l'anneau

(i) Côté aube ($Y_{VSE} < 0$)

(ii) Côté crépuscule ($Y_{VSE} > 0$)

4.3. Etude de la région centrale : la plasma sheet

4.3.1. Statistiques pour chaque ion, dans chaque région - observations

4.3.2. Interprétation

4.4. Etude de l'anneau

4.4.1. Statistiques pour chaque ion, dans chaque région - observations

4.4.2. Interprétation

Chapitre 4

Mécanismes d'accélération et d'échappement des particules dans la magnétosphère induite de Vénus, côté nuit

4.1 Analyse comparative des queues magnétosphériques de Mars et Vénus

L'interaction du vent solaire avec les planètes non-magnétisées Mars et Vénus provoque :

1. la création d'une magnétosphère planétaire sous l'effet des courants induits dans l'ionosphère conductrice,
2. l'alourdissement du vent solaire enrichi par des ions planétaires nouvellement ionisés ("mass-loading").

Ces deux effets déforment la topologie du champ magnétique interplanétaire et créent une cavité quasiment dépourvue de plasma solaire en aval de la planète. Comme nous l'avons vu précédemment, Le "mass-loading" et l'interaction directe du champ magnétique interplanétaire avec les ionosphères conduisent au remplissage de ces cavités avec des ions planétaires accélérés.

Le premier modèle de formation d'une telle cavité a été proposé par *Vaisberg et Zeleny [1984]* puis repris par *Vaisberg et al., [1989]*. Ce phénomène de "mass-loading" est essentiel pour expliquer l'interaction du vent solaire avec les comètes et les planètes non-magnétisées comme Mars et Vénus (cf. chapitre II, [*Alfvén, 1957*]). Mars possède une exosphère d'hydrogène très étendue qui permet la décélération du vent solaire incident très loin de l'ionosphère. Ainsi

la magnétosphère induite de Mars est plus grande que celle observée autour de Vénus (toute proportion ramenée à une même échelle).

4.1.1 Les données et les méthodes d'analyse

Pour mener cette étude sur les mécanismes d'accélération et d'échappement des ions planétaires, j'ai utilisé les données du spectromètre de masse IMA (ASPERA3/ASPERA4) et les données magnétiques du magnétomètre MAG. Ainsi la partie statistique de cette étude repose sur plus de 2 ans (2004-2006) d'observation de MEX et sur l'analyse de 50 orbites de VEX du 1er Août 2006 au 18 Septembre 2006.

A partir des mesures en énergie, masse, angle réalisées en 192 s :

1. on sélectionne le coeur de la distribution ionique (ou plusieurs coeurs si plusieurs ions) du spectre brut énergie/angle/masse ;
2. pour chaque palier en énergie du spectre énergie/masse résultant, on sépare les principaux ions $H^+/He^{++}/He^+/O^+/O_2^+$ par le meilleur ajustement de chaque pic à l'aide d'une gaussienne.

Cinq spectres énergétiques différentiels $D_m(\frac{E}{Q})$ résultent de cette procédure (intégrés sur toute la sphère des angles solides). Ici m est un index qui caractérise l'espèce ionique.

Une étude statistique plus poussée avec les flux totaux : $F_m = \int D_m(\frac{E}{Q})d(\frac{E}{Q})$, et les énergies moyennes : $E_{0m} = \frac{MV_{0m}^2}{2}$, où $V_0 = \frac{\int \frac{D(V)}{V^2} V dV}{\int \frac{D(V)}{V^2} dV}$ a ensuite été réalisée.

On a utilisé une technique de superposition des orbites ("superposed epoch analysis") afin d'obtenir les distributions spatiales des ions qui sont présentées dans la section suivante.

Les valeurs des flux ont été accumulées et moyennées dans une grille de $0.06 R$ par $0.06 R$, où R est le rayon de la planète. Chaque spectre de 192 s correspond à un morceau de l'orbite. Pour remplir chaque cellule, on a distribué uniformément les différentes valeurs de flux mesurés sur une bande courbe de $0.06 R$ de largeur située le long des segments d'orbites. On a ainsi obtenu une distribution du flux relativement "lisse" (voir la partie "Materials and Methods" de *Barabash et al.*, [2007] pour les détails techniques). Les études statistiques de MEX ont été réalisées dans le repère établi en fonction du "clock angle" du champ magnétique interplanétaire (IMF) délivré par les données de MGS (voir les détails dans *Fedorov et al.*, [2006]).

4.1.2 Forme et contenu des régions dépourvues de plasma solaire

la présence des magnétogaines de Mars et de Vénus est signalée par la quasi-disparition du flux des protons d'énergie supérieure à 300 eV. La figure 4.1 donne la distribution spatiale du flux solaire du côté nuit de Mars et Vénus. Mars, crée visiblement un sillage dans le vent solaire qui, rapporté aux rayons planétaires, est nettement plus important que celui de Vénus. Cela est dû au fait que 1) l'atmosphère de Mars est plus étendue ; l'obstacle opposé au vent solaire est plus vaste ; 2) la pression du vent solaire est plus faible sur Mars. La ligne en pointillés blancs sur la figure 4.1 montre la frontière approximative qui sépare le plasma solaire de la queue magnétosphérique pour les deux planètes.

La figure 4.2 donne la répartition du flux des ions planétaires lourds à l'arrière de la planète. Si l'on compare la distribution des ions du vent solaire et des ions planétaires, on remarque qu'elles sont strictement complémentaires. En d'autres mots, les grands flux d'ions planétaires correspondent à de faibles flux d'ions du vent solaire, voire à l'absence totale de ceux-ci. Il est important de noter que le panneau de droite sur les deux représentations montre les premières mesures des distributions ioniques planétaires dans le sillage vénusien. A noter que dans le cas de Vénus, la frontière du domaine des ions planétaires est plus prononcée que sur Mars car le girorayon des ions y est au moins quatre fois plus petit sur Vénus que sur Mars pour des particules de même énergie.

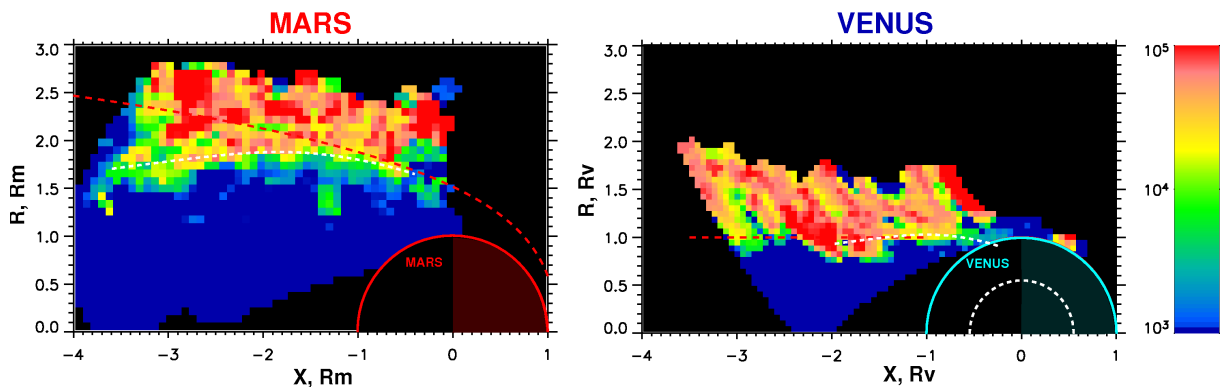


FIG. 4.1 – Distribution spatiale, en coordonnées cylindriques, du flux de protons ayant des énergies supérieures à 300 eV. L'échelle de couleur représente le flux en unités arbitraires ; la couleur bleue indique un flux nul, et la couleur noire marque l'absence de mesures. Le graphe de gauche correspond au sillage martien et le graphe de droite à celui de Vénus. Les pointillés rouges sur le graphe de gauche indiquent la position théorique de la frontière entre magnétosphère et magnétogaine d'après les résultats de Kallio [1996]. Des pointillés similaires sur le graphe de droite déterminent cette limite pour Vénus. Les courbes en pointillés blancs sont expliquées dans le texte.

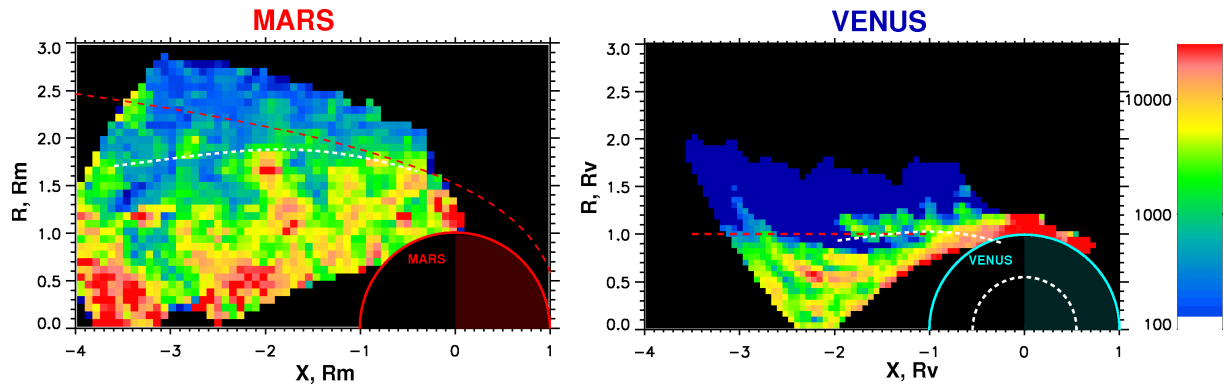


FIG. 4.2 – Même représentation que 4.1 mais pour les ions d'origine planétaire avec un rapport $\frac{M}{Q} > 14$.

4.1.3 Distribution énergétique des ions planétaires

Comme cela a été montré par *Fedorov et al.*, [2006] et *Dubinin et al.*, [2006], les ions d'origine planétaire dans le sillage martien présentent une inhomogénéité en énergie. Les ions de haute énergie se trouvent loin du centre de la queue tandis que ceux de basse énergie sont concentrés près de l'axe X. Une autre caractéristique importante est l'augmentation de l'énergie des ions lourds dans la plasma sheet (PS) (voir [Dubinin et al., 1993], [Kallio et al., 1995]). La PS est une fine couche dense de plasma planétaire accéléré qui coïncide spatialement avec la couche de courant de la queue magnétosphérique. Dans le repère MSE, la couche de courant coïncide avec le plan $X_{MSE}Z_{MSE}$ (voir par exemple *Luhmann et Brace*, [1991]). La PS de la queue magnétosphérique martienne et les deux caractéristiques énergétiques des ions citées ci-dessus sont clairement visibles sur la figure 4.3. La bande verticale rouge de largeur $\sim 1.2 R_M$ qui s'étend selon l'axe Z_{MSE} correspond à la PS. Elle est caractérisée par un flux prononcé d'ions lourds (figure 4.3 à gauche). Si l'on représente ensuite l'énergie des ions lourds en fonction de Y_{MSE} (figure 4.3 à droite), on voit un profil en "aile de papillon" bien dessiné. Dans les régions où $|Y_{MSE}| > 1.0 R_M$, l'énergie des ions présente une pente qui commence à 10 000 eV vers $|Y_{MSE}| = 2 R_M$ et atteint la valeur minimale d'énergie mesurée 30 eV vers $|Y_{MSE}| = 1 R_M$. L'intervalle spatial $|Y_{MSE}| < 1.0 R_M$ montre un régime plasma différent : un fort flux d'ions entre 200 eV et 2000 eV. Ce régime plasma correspond à l'accélération des ions lourds observée au centre de la queue de Vénus (i.e. dans la PS). La figure 4.4 montre la répartition énergétique des protons (planétaire et du vent solaire) et des ions lourds. On peut voir le plasma du vent solaire à $R > 1 R_V$ (figure 4.4 à gauche). Une autre population de protons, cette fois avec des énergies inférieures à environ 100 eV apparaît entre 0 et 1 R_V et présente une dispersion

énergétique avec un minimum à $R = 0.5 R_V$. Le "nuage" dense d'ions lourds présente le même comportement (figure 4.4 à droite) (coupure à basse énergie), mais il y a aussi des ions lourds disséminés entre 100 et 1000 eV. Si l'on compare les graphes de gauche des figures 4.3 et 4.4, on peut supposer que la partie correspondant aux basses énergies pour les ions lourds dans la queue vénusienne équivaut à ce qui est observé dans la queue de Mars pour $|Y_{MSE}| > 0.6 R_M$; la partie correspondant aux hautes énergies (> 100 eV) caractérisant alors la PS.

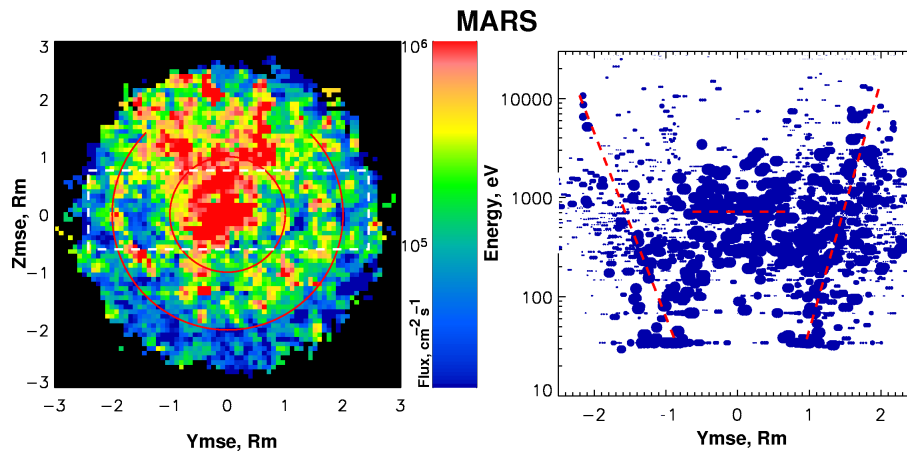


FIG. 4.3 – **Gauche** : Distribution du flux des ions planétaires de rapport $\frac{M}{Q} > 14$ dans la queue, dans le plan $Y_{MSE}Z_{MSE}$. Ce plan est perpendiculaire à l'axe soleil-planète. L'axe Z_{MSE} correspond à la direction du champ électrique de convection $-V_{SW} \times B_{IMF}$. Ici V_{SW} est le vecteur de la vitesse du vent solaire et B_{IMF} est le vecteur représentant le champ magnétique interplanétaire (Fedorov et al., [2006] et Barabash et al., [2007]).

Droite : tracé de l'énergie des ions lourds planétaires en fonction de Y_{MSE} . Les échantillons ont été sélectionnés dans la région rectangulaire en pointillés blancs de la figure de gauche. Le diamètre des cercles correspond au flux des ions sur une échelle logarithmique.

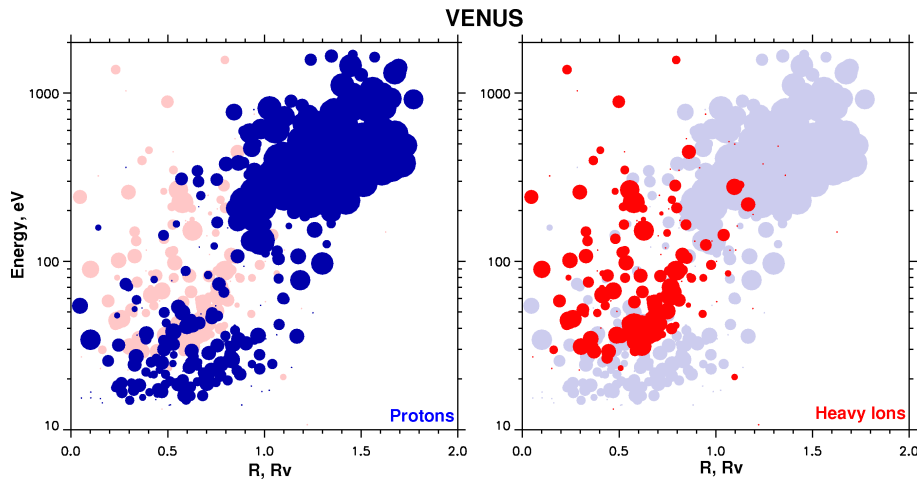


FIG. 4.4 – Variation de l'énergie des ions H^+ (à gauche) et des ions de $\frac{M}{Q} > 14$ (à droite) en fonction de la distance à la ligne Soleil-Vénus. Le diamètre des cercles correspond au flux des ions dans une échelle logarithmique (les unités sont arbitraires). Pour simplifier la comparaison, la distribution complémentaire est représentée sur chaque graphe comme un fond clair.

Pour conclure cette présentation des couches de plasma comparées de Mars et Vénus, je présente sur la figure 4.5 une traversée typique de la PS par VEX le 7 Août 2006 dans la queue de Vénus (la distance à la planète était d'environ $1 R_V$). La rencontre d'une couche de courant est signalée par le changement abrupt de signe de B_X à 01 : 56 TU.

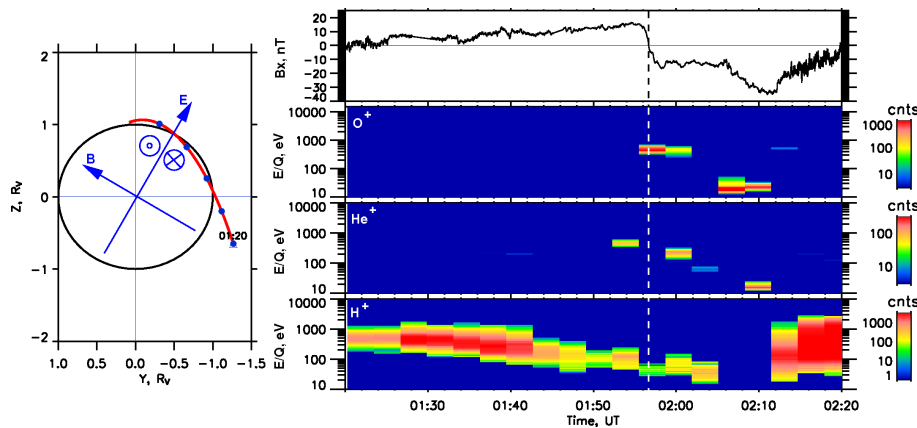


FIG. 4.5 – **Gauche** : Orbite de VEX passant dans la queue, le 7 Août 2006 dans le plan $Y_{VSO}Z_{VSO}$. Le vecteur B donne la direction du champ magnétique interplanétaire déterminé à partir des données du magnétomètre. Le vecteur E correspond au champ électrique de convection $-V_{SW} \times B$. Les cercles avec un point et une croix rendent compte de la direction générale de B_X de chaque côté de la couche de courant. **Droite** : de haut en bas : composante B_X du champ magnétique ; spectrogrammes énergie/temps des ions O^+ , He^+ et H^+ respectivement. La ligne verticale en pointillés blancs indique la traversée de la couche de courant.

Le satellite passe ainsi d'un "lobe" de la queue à un autre. On voit que le saut de B_X est associé à une apparition dans la queue d'un flux intense d'ions O^+ d'environ $700 eV$. Cela est semblable aux observations de MEX autour de Mars. Plusieurs autres caractéristiques importantes méritent d'être soulignées :

1. La couche de courant (et de plasma) coïncide avec l'observation d'un faible flux d'ions H^+ de faible énergie.
2. La couche de courant est enveloppée par de fines couches peuplées d'ions He^+ d'énergie moyenne ($200 eV$ à $500 eV$)

Ces deux caractéristiques intéressantes n'ont pas été observées près de Mars, car IMA à bord de MEX ne peut pas détecter des ions H^+ dont l'énergie est inférieure à $300 eV$ et la distribution d'ions He^+ dans l'environnement martien nécessite des recherches plus approfondies.

4.1.4 Conclusions

La comparaison des propriétés dans les queues magnétosphériques de Mars et Vénus montre que :

1. Des régions dépourvues d'ions du vent solaire sont créés à l'aval des deux planètes. La taille de ces "vides" est identique en échelle absolue (sur la figure 4.1 de droite, la courbe en pointillés blancs représente la frontière approximative du plasma solaire pour Vénus mais elle correspond également approximativement à celle de Mars, dont la surface est schématisée sur la même figure par le demi-cercle en pointillés blancs). Le sillage à l'arrière de Vénus est proche de l'ombre optique de la planète. La transition entre le régime plasma de la magnétogaine et celui de la queue est plus abrupt sur Vénus que sur Mars.
2. Les sillages planétaires de Mars et Vénus sont peuplés d'ions planétaires accélérés tels H^+ , He^+ , O^+ et O_2^+ .
3. L'énergie des ions H^+ planétaires est élevée (plusieurs keV) à la périphérie de la queue et minimale ($\approx 10 eV$) dans la plasma sheet, au centre de la queue. Cette caractéristique est observée pour les deux planètes.
4. Les ions planétaires présentent le même profil énergétique global dans les deux queues planétaires. Au niveau de la couche de courant on observe une fine couche d'ions lourds accélérés ($500 - 1000 eV$) correspondant à la plasma sheet. C'est une caractéristique des deux planètes.

5. Dans le cas de Vénus, on décèle la présence d'une enveloppe d'ions H^+ et He^+ autour de la plasma sheet et celle d'une couche d'ions He^+ moyennement accélérée se situant entre une couche d'ions H^+ de basse énergie et une couche d'ions O^+ très accélérés.

4.2 Etude des processus d'accélération des ions dans le cas particulier de Vénus

4.2.1 Introduction

La nature des mécanismes physiques responsables de l'accélération des ions dans les différentes régions de la queue reste à déterminer. Il apparaît indispensable d'obtenir une vue globale du résultat de ces accélérations pour tenter de les caractériser. C'est ainsi que j'ai d'abord restitué la distribution des flux des ions lourds (O^+) et légers (H^+). La figure 4.6 illustre ainsi les distributions spatiales du flux des ions planétaires O^+ (gauche) et H^+ (droite) obtenues à partir des données de VEX (ASPERA-4).

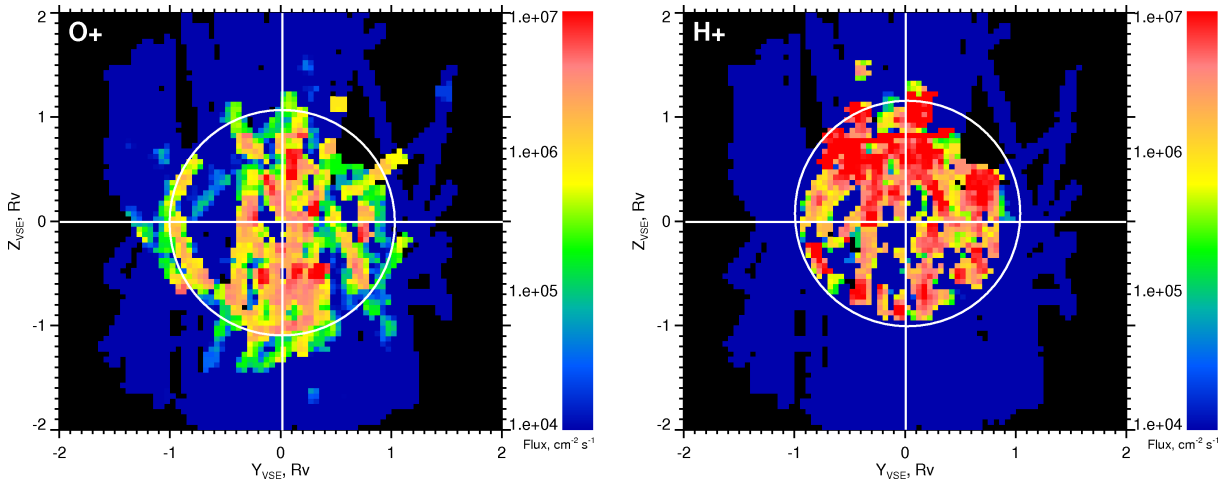


FIG. 4.6 – Vue en coupe dans la plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ de la distribution du flux dans la queue de Vénus des ions O^+ (gauche) et H^+ (droite). Ce plan est perpendiculaire à l'axe soleil-Vénus. Z_{VSE} correspond à la direction du champ électrique $-V_{SW} \times B_{IMF}$, où V_{SW} est le vecteur représentant la vitesse du vent solaire et B_{IMF} le vecteur du champ magnétique interplanétaire. La couleur rouge correspond à un flux maximal, la couleur bleue à un flux minimal et la couleur noire à une absence de mesures. Le cercle blanc symbolise le contour de la planète.

On observe, comme pour Mars (voir figure 4.3 de gauche), des flux importants d'ions planétaires H^+ et O^+ mais les ions O^+ semblent concentrés dans une couche verticale centrée en $Y_{VSE} = 0$, alors que les ions H^+ sont plutôt répartis de façon diffuse. Cependant, les flux les plus

intenses d' H^+ sont concentrés dans l'hémisphère supérieur de la planète. Cette répartition spatiale différente selon l'espèce ionique considérée suggère des processus d'accélération différents. Pour tenter de mieux cerner les mécanismes d'accélération j'ai réalisé les mêmes vues en coupe de la queue mais pour différentes énergies : "basses", "moyennes" et "hautes" (voir la figure 4.7).

4.2.2 Répartition spatiale générale des ions planétaires sur Vénus

4.2.2.1 Observations

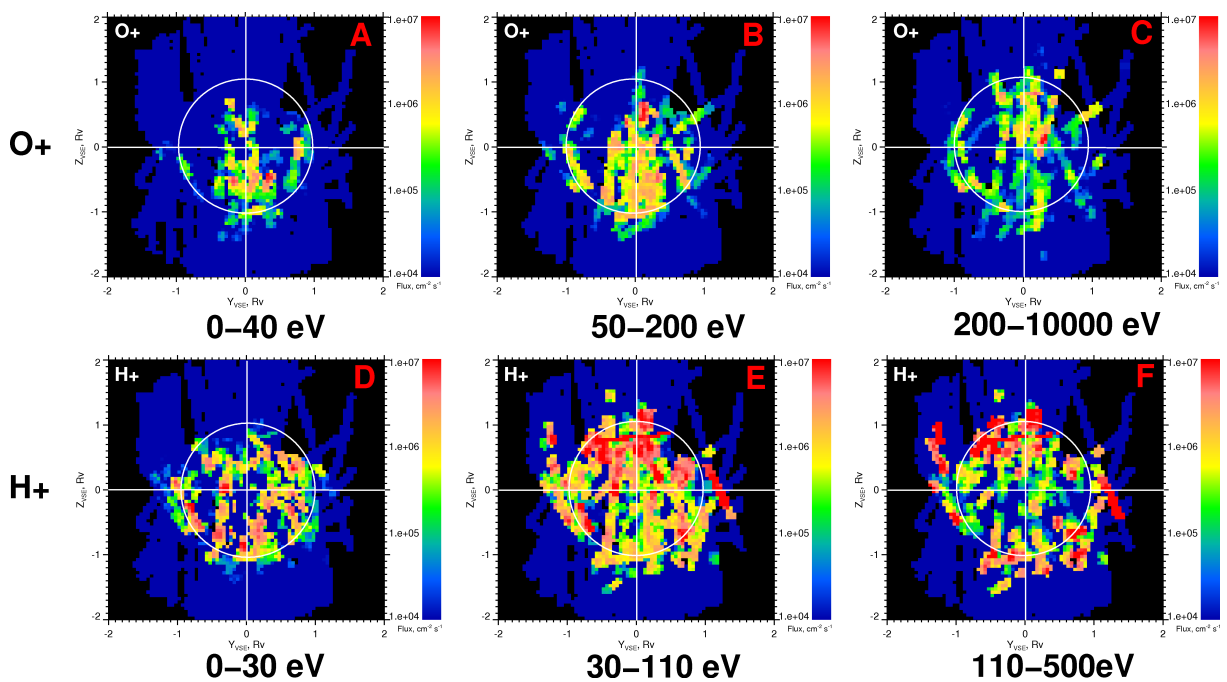


FIG. 4.7 – Vues en coupe dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ de la distribution du flux dans la queue de Vénus des ions O^+ (en haut) et H^+ (en bas) pour différentes gammes d'énergie : "basses" (à gauche), "moyennes" (au centre) et "hautes" (à droite) énergies. Le code de couleur utilisé est identique à celui de la 4.6.

L'analyse de ces graphes montre clairement que l'échappement des ions a lieu dans deux régions distinctes :

- une région centrale verticale (au centre du sillage vénusien) correspondant à la plasma sheet qui est caractérisée par un fort flux d' O^+ ;
- une région annulaire qui suit le contour gauche et droit de la planète que l'on nomme : anneau, caractérisé quant à lui, par la présence d'ions H^+ et par de relativement faibles flux d'ions O^+ (comparés à ceux observés dans la PS).

4.2.2.2 Cartographie énergétique des ions planétaires H^+ et O^+

a) La région centrale ou PLASMA SHEET

La plasma sheet peut se décomposer en trois parties distinctes (cf. figure 4.9) :

- une région correspondant à la partie supérieure de l'hémisphère $Z_{VSE} > 0$, appelée NORD ;
- une région centrale, centrée en $-0.4 < Z_{VSE} < 0.4$ appelée CENTRALE ;
- une région correspondant à la partie inférieure de l'hémisphère $Z_{VSE} < 0$, appelée SUD.

Ces trois régions sont nettement visibles sur la figure 4.8 qui illustre de plus que le plasma énergétique contenu dans la plasma sheet est constitué d'ions $H^+/He^+/O^+$.

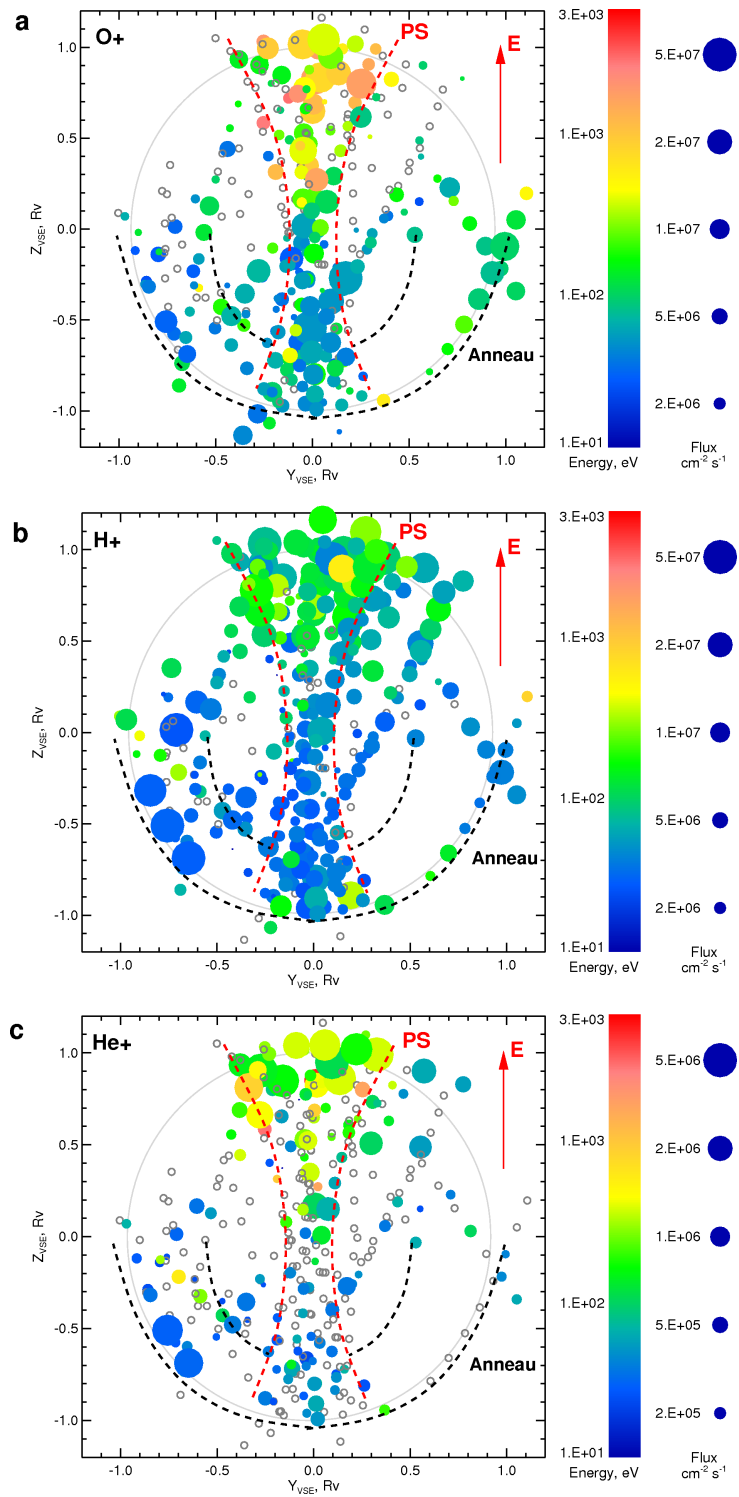


FIG. 4.8 – Distribution spatiale du plasma planétaire accéléré. Les distributions de flux de O^+ (a) H^+ (b) et He^+ (c) dans la région de la "queue" de Vénus obtenues à partir de 33 orbites ont été intégrées sur $X_{VSE}[-0.5, -3]$ et sont représentées dans la plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ (coupe de la queue). Le cercle gris représente l'éclipse géométrique de Vénus. Pour être sûr qu'aucun proton du vent solaire n'affecte la composition en masse à l'intérieur de l'IMB; on a réduit l'aire d'analyse à $R < 1.2R_V$. Les cercles blancs correspondent à des mesures sans flux. L'échelle des flux pour He^+ est 10 fois plus petite que celle pour H^+ et O^+ . On identifie la région de la plasma sheet par des pointillés rouges et le label PS, la couche frontière au niveau de l'IMB est identifiée par des pointillés noirs et le label ANNEAU (Tiré de Barabash et al., 2007).

LA RÉGION "NORD"

Cette région est caractérisée par :

- une absence totale de protons de basse énergie ($0 - 30 \text{ eV}$) (figure 4.7 D),
- un flux intense de protons de moyenne énergie ($30 - 110 \text{ eV}$) et haute énergie ($110 - 500 \text{ eV}$) (figure 4.7 E+F et figure 4.8 b),
- une absence totale d'ions O^+ de basse énergie ($0 - 40 \text{ eV}$) et de moyenne énergie ($50 - 200 \text{ eV}$) (figure 4.7 A+B),
- la présence d'ions O^+ accélérés ($200 - 10000 \text{ eV}$) (figure 4.7 C et figure 4.8 a),
- un flux intense d'ions He^+ (figure 4.8 c).

LA RÉGION "CENTRALE"

La partie centrale de la plasma sheet est marquée par :

- la présence d' O^+ de toute énergie mais avec un flux plus important pour les moyennes et hautes énergies (figure 4.7 B+C),
- l'absence systématique de protons dans cette région : on a un vide d'ions H^+ qui est complémentaire du fort flux d'ions O^+ observé. On observe en revanche une couche d'ions H^+ autour des ions O^+ (figure 4.7 D+E+F),
- l'absence d'ions He^+ (figure 4.8 c).

LA RÉGION "SUD"

La région inférieure de la plasma sheet est quant à elle synonyme :

- de grands flux d'ions O^+ de basse et moyenne énergies (figure 4.7 A+B),
- d'un flux intense de protons de toutes énergies (figure 4.7 D+E+F),
- l'absence d'ions He^+ (figure 4.8 c).

Le tableau 4.1 résume l'ensemble des caractéristiques des trois zones.

PS NORD	O^+ (0-40eV) / H^+ (0-30eV) /	O^+ (50-200eV) / H^+ (30-110eV) +++	O^+ (200eV-10keV) ++ H^+ (110-500eV) +++	He^+ ++	$\frac{B_x}{ B } = 0$ $\frac{B_x}{ B } = 1$
PS CENTRALE	O^+ (0-40eV) + H^+ (0-30eV) /	O^+ (50-200eV) ++ H^+ (30-110eV) 0	O^+ (200eV-10keV) ++ H^+ (110-500eV) 0	He^+ /	$\frac{B_x}{ B } moy = 0.5$ $\frac{B_x}{ B } = 1$
PS SUD	O^+ (0-40eV) ++ H^+ (0-30eV) ++	O^+ (50-200eV) ++ H^+ (30-110eV) ++	O^+ (200eV-10keV) + H^+ (110-500eV) ++	He^+ /	
ANNEAU CREPUSCULE	O^+ (0-40eV) / H^+ (0-30eV) +	O^+ (50-200eV) / H^+ (30-110eV) +	O^+ (200eV-10keV) / H^+ (110-500eV) +	He^+ /	$\frac{B_x}{ B } = 1$
ANNEAU AUBE	O^+ (0-40eV) / H^+ (0-30eV) ++	O^+ (50-200eV) + H^+ (30-110eV) ++	O^+ (200eV-10keV) ++ H^+ (110-500eV) ++	He^+ +	$\frac{B_x}{ B } = 0.5$ $\frac{B_x}{ B } = 1$

TAB. 4.1 – Tableau récapitulatif des espèces présentes dans les 5 régions : "PS NORD", "PS CENTRALE", "PS SUD", "ANNEAU CREPUSCULE" et "ANNEAU AUBE" en fonction de leur énergie. Le symbole + témoigne de la présence de cette espèce (le nombre de + se veut proportionnel au flux) ; le symbole / marque l'absence d'une espèce dans la région donnée. Les 0, pour les H^+ dans la "PS CENTRALE" équivalent à l'absence de protons dans le vide mais indiquent la présence d'une couche de ces mêmes protons entourant le vide. La dernière colonne caractérise la localisation spatiale de chaque espèce en fonction du champ magnétique.

Les observations qui caractérisent la plasma sheet peuvent être résumées ainsi :

1. L'accélération et le flux important d'ions H^+ dans la région TOP associés aux ions O^+ de haute énergie et aux ions He^+ .
2. L'absence d'ions H^+ dans la partie CENTRALE.
3. La présence d'une couche d'ions H^+ entourant les O^+ dans les parties CENTRALE et SUD.

b) La région circulaire ou ANNEAU

La seconde région d'étude correspond à l'anneau, région circulaire correspondant au contour droit : côté "crépuscule" ($Y_{VSE} > 0$) et gauche : côté "aube" ($Y_{VSE} < 0$) de la planète. Les caractéristiques de chacun des côtés sont cependant différentes. Cette région est caractérisée par des ions H^+ , les ions O^+ étant majoritairement situés dans la plasma sheet (figure 4.7 A+B+C).

LE CÔTÉ AUBE ($Y_{VSE} < 0$)

Du côté AUBE, on observe des ions H^+ avec des flux assez importants et des ions O^+ à faibles flux (voir les figures 4.7 et 4.8).

LE CÔTÉ CRÉPUSCULE ($Y_{VSE} > 0$)

En revanche, du côté CRÉPUSCULE, on observe des ions H^+ avec un flux moins important et les ions O^+ et He^+ sont quant à eux presque absents (voir les figures 4.7 et 4.8).

Le tableau 4.1 résume l'ensemble des caractéristiques des deux zones de cette région tandis que la figure 4.9 montre spatialement les différentes régions associées aux observations des ions H^+ et O^+ .

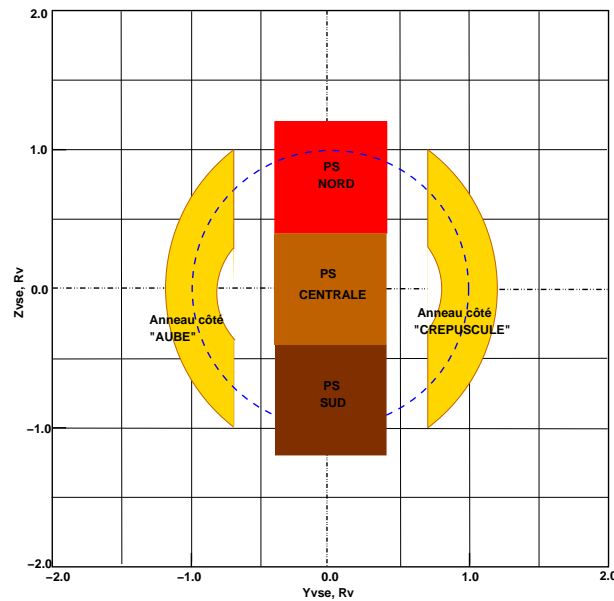


FIG. 4.9 – Décomposition spatiale de la planète en 5 régions d'après l'observation de la répartition des ions H^+ et O^+ (flux/énergie) obtenue sur la figure 4.7.

4.3 Etude de la région centrale : la plasma sheet

Finalement, la synthèse des résultats statistiques obtenus nous amène à identifier deux grands problèmes qui concernent le fonctionnement de la queue de la magnétosphère de Vénus :

- Comment expliquer l'accélération importante des ions H^+/O^+ de grande énergie de la région NORD de la plasma sheet ? (cf. tableau 4.1 NORD et la figure 4.7)
- Comment expliquer la présence d'ions O^+ au centre de la plasma sheet alors qu'il n'y a aucun protons ? Pourquoi entourent-ils seulement les ions O^+ (pas de mélange) ? (cf. tableau 4.1 CENTRALE et la figure 4.7)

Pour tenter de répondre à ces questions, j'ai étudié de façon détaillée la distribution des ions en fonction de la topologie du champ magnétique fournie par l'expérience MAG. C'est le paramètre $\frac{B_x}{B}$ qui s'avère le plus pertinent pour classer et organiser les données. Les résultats obtenus pour H^+ et O^+ dans les diverses zones précédemment définies sont données par la figure 4.10.

4.3.1 Statistiques pour chaque ion dans chaque région - observations

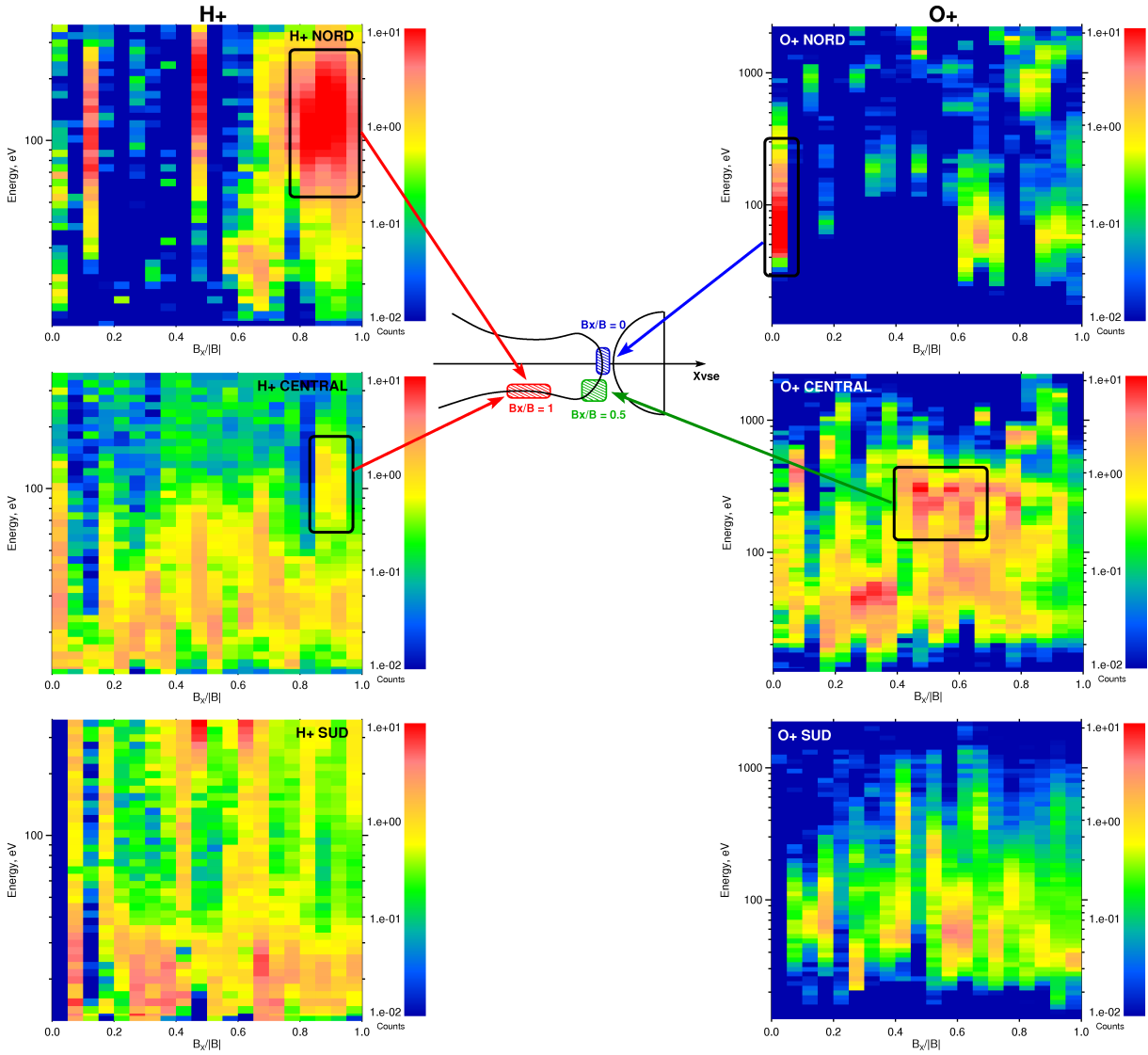


FIG. 4.10 – Distribution spatiale des flux d'ions H^+ et O^+ . L'axe des ordonnées correspond à l'énergie des ions (eV) et l'axe des abscisses correspond au rapport $\frac{B_x}{|B|}$, c'est-à-dire à la position des ions par rapport au champ magnétique. $\frac{B_x}{|B|} = 1$ correspond à une ligne de champ parallèle à l'axe X [zone hachurée rouge]. $\frac{B_x}{|B|} = 0$ correspond à une ligne de champ perpendiculaire à l'axe X [zone hachurée bleue]. Toutes les autres valeurs de $\frac{B_x}{|B|}$ correspondent à des cas compris entre ces deux cas extrêmes. Le code de couleur représente le flux où le rouge symbolise un flux maximal et le bleu un flux minimal ou nul.

La figure 4.10 amène à faire deux observations importantes.

- **Observation 1** : Les ions H^+ de la région NORD ou CENTRALE sont accélérés sur la ligne de champ où $\frac{B_x}{|B|} = 1$ (i.e. parallèlement à l'axe B_x) comme le montre le rectangle hachuré en rouge sur la figure 4.10. Les ions O^+ de la région NORD ou CENTRALE sont quant à eux accélérés sur des lignes de champ où $\frac{B_x}{|B|} \sim 0$ (*NORD*) et $\frac{B_x}{|B|} < 0.8$ (*CENTRALE*), ce qui est indiqué par les rectangles hachurés en bleu ou vert de la figure 4.10.
- **Observation 2** : Dans les régions NORD et CENTRALE les ions H^+ et O^+ sont accélérés jusqu'à la même énergie : la distribution des deux espèces ioniques est centrée autour de $100 - 200 \text{ eV}$.

4.3.2 Interprétation

La figure 4.11 représente très schématiquement une vue générale du processus d'alourdissement (mass-loading). Ce phénomène produit par un chargement des lignes de champ dû aux ions nés à partir de l'exosphère planétaire, est responsable de la configuration de drapé observée à l'arrière de Vénus (cf. chapitre II). A cause de la gravité de la planète, les ions planétaires alourdissant les lignes de champ sont retenus et s'amoncellent préférentiellement au niveau de la courbure des lignes de champ.

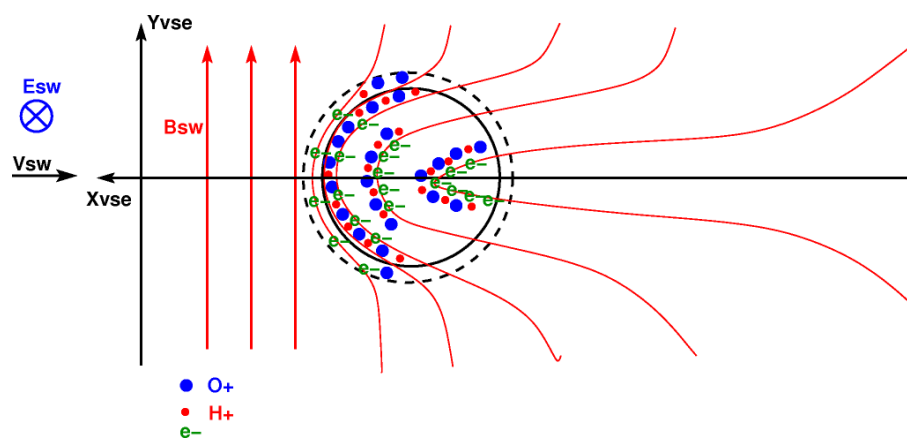


FIG. 4.11 – Image générale du mass-loading.

– Interprétation de l'observation 1 - SÉPARATION DANS LA PLASMA SHEET

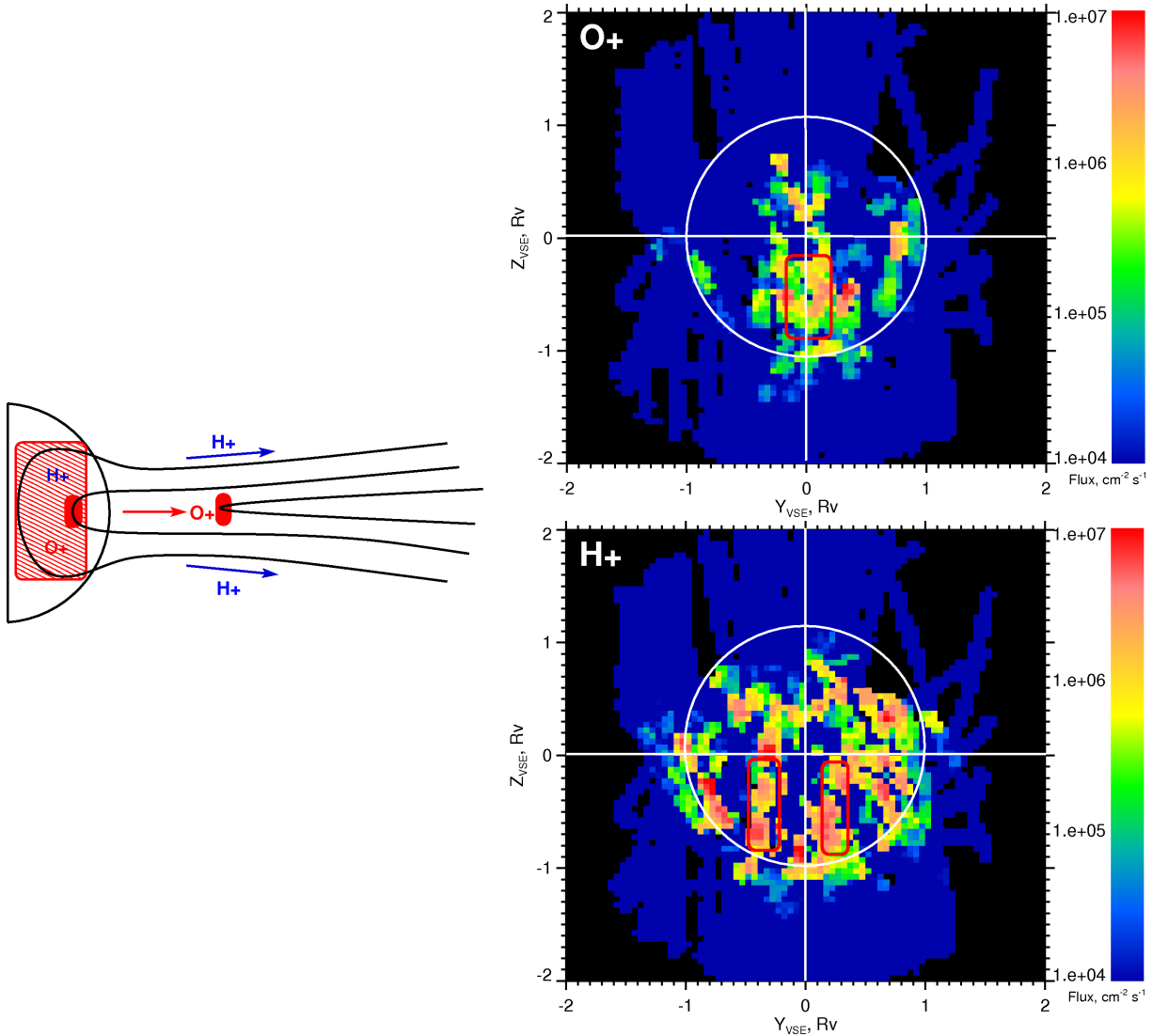


FIG. 4.12 – La couche de courant centrale, centrée en $Y_{VSE} = 0$ coïncide avec l'observation d'un fort flux d'ions O^+ (indiqué par un rectangle rouge figure du haut) et d'un faible flux d'ions H^+ . Cette couche de courant est cependant enveloppée par deux fines couches de H^+ , indiquées par deux rectangles rouges sur la figure du bas.

L'observation 1 résulte de la séparation des ions dans la plasma sheet (voir figure 4.12).

1) On suppose tout d'abord que tous les ions H^+ et O^+ sont accélérés jusqu'à la même énergie : $E \sim 100$ eV au niveau du rectangle rouge hachuré représenté sur la figure 4.12. Le mécanisme reste cependant à définir. 2) Ce que l'on sait, en revanche, c'est que presque toute la masse est concentrée dans les ions O^+ qui sont 16 fois plus lourds et donc 4 fois plus lents que les ions H^+ . Par conséquent, ils se déplacent toujours dans la couche de courant centrale avec le champ

magnétique qui est gelé dans ce plasma. Ils se trouveront donc majoritairement en $\frac{B_x}{|B|} = 0$. Contrairement aux ions O^+ , les ions H^+ s'échappent rapidement le long des lignes de champ en $\frac{B_x}{|B|} \sim 1$ créant ainsi la couche de plasma entourant les ions O^+ (voir figure 4.12).

– **Interprétation de l'observation 2 - ACCÉLÉRATION DANS LA PLASMA SHEET**

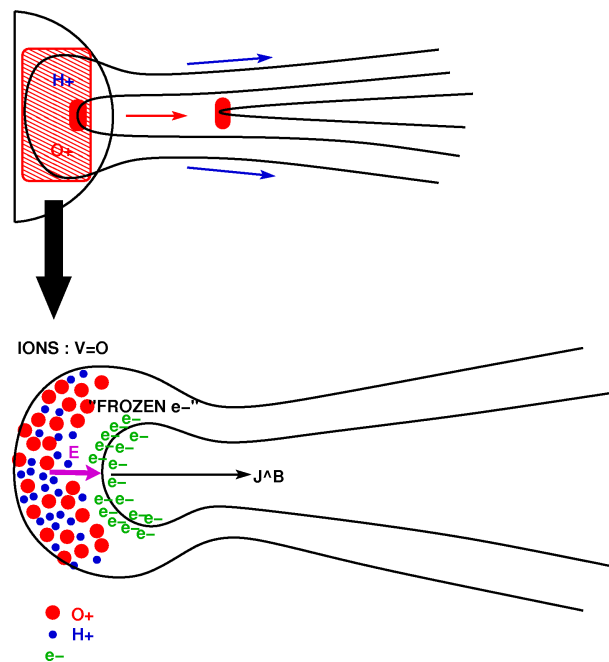


FIG. 4.13 – Schéma illustrant l'accélération des ions dans la plasma-sheet.

L'observation 2 est une conséquence de l'accélération des ions dans la plasma sheet (voir figure 4.13). A présent, considérons ce qui se passe dans le rectangle rouge hachuré où l'on avait considéré précédemment que tous les ions avaient acquis la même énergie et tentons d'expliquer pourquoi et comment ils l'atteignent. 1) Les ions ayant un grand rayon de Larmor peuvent être considérés comme non-magnétisés au cours du "1er niveau d'accélération". D'un autre côté, les électrons sont considérés comme un fluide magnétisé qui se déplace avec les tubes de flux magnétiques. 2) La force $\vec{J} \times \vec{B}$ agit sur les électrons magnétisés afin de séparer les ions et les électrons. 3) Cela crée un champ électrique de polarisation qui accélère toutes les espèces ioniques jusqu'à la même énergie. C'est probablement ce mécanisme qui est responsable de l'accélération des ions sans distinction de masse. Il restera dans le futur à tester cette hypothèse avec des modèles numériques hybrides (mouvement complet des ions et mouvement fluide des électrons).

4.4 Etude de l'anneau

Comme nous l'avons précisé auparavant, l'anneau, qui suit le contour de la planète, peut être divisé en deux régions : AUBE ($Y_{VSE} < 0$) et CREPUSCULE ($Y_{VSE} > 0$) où les mécanismes d'accélération sont différents. Comment expliquer que tous les ions planétaires : H^+ , O^+ et He^+ soient accélérés sur le côté AUBE et non sur le côté CREPUSCULE où l'on ne trouve que des protons ?

Comme lors de l'étude de la plasma sheet, nous comparerons la distribution des particules avec la topologie du champ magnétique. Pour ce faire, la figure 4.14 illustre les résultats statistiques obtenus pour la distribution des ions H^+ et O^+ des côtés AUBE et CREPUSCULE de la planète.

4.4.1 Statistiques pour chaque ion dans chaque région - observations

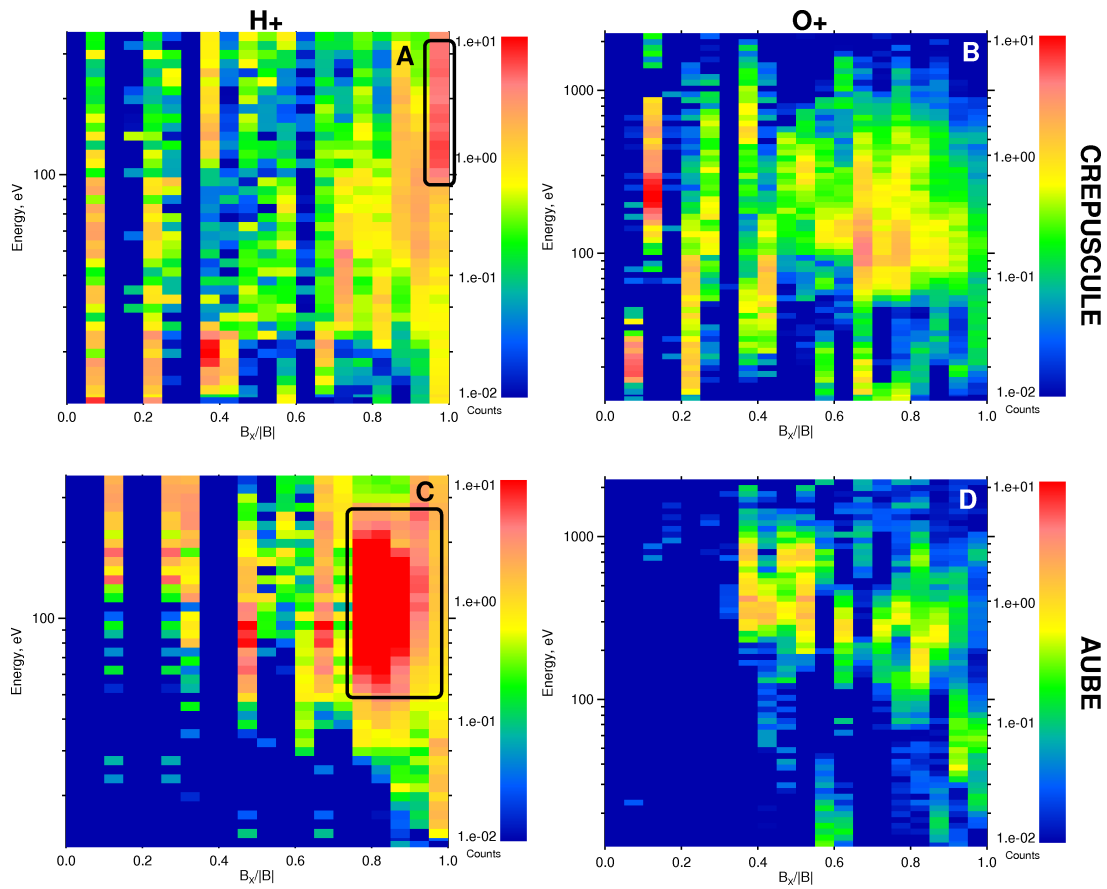


FIG. 4.14 – Statistiques pour les régions AUBE et CREPUSCULE de l'anneau. La légende est identique à celle de la figure 4.10.

Pour le côté CREPUSCULE, les forts flux de H^+ (figure 4.14 A) qui sont accélérés en $\frac{B_X}{|B|} = 1$ correspondent aux ions pickup. (Remarque : l'accélération des ions O^+ en $\frac{B_X}{|B|} \sim 0.1$ ou $\frac{B_X}{|B|} \sim 0.8$ est un artéfact et l'on peut supposer que ces ions O^+ font encore partie de la plasma sheet (figure 4.14 B). En effet, sur la figure 4.7, on n'observe pas de flux aussi intense côté CREPUSCULE.

Sur le côté AUBE, on observe un fort flux d'ions H^+ en $\frac{B_X}{|B|} = 0.8 - 0.9$ et un fort flux d' O^+ en $\frac{B_X}{|B|} = 0.5$; de même et seulement de ce côté, on observe des ions He^+ (figure 4.8) ce qui est principalement dû à la courbure des lignes de champ de ce côté de la planète.

Comme dans le cas précédent, on peut résumer simplement les observations :

- **Observation 1** : Les protons de toutes énergies sont accélérés dans l'anneau aussi bien du côté CREPUSCULE que du côté AUBE (figure 4.14 A+C et figure 4.7).
- **Observation 2** : Les ions O^+ , de moyenne et haute énergies sont accélérés dans l'anneau uniquement du côté AUBE (figure 4.14 D et figure 4.7) et les ions He^+ ne sont présents que du côté AUBE (figure 4.8).

4.4.2 Interprétation

- **Interprétation de l'observation 1** : La région de l'anneau est associée aux lignes de champ qui sont connectées à l'ionosphère côté jour (elles n'ont pas encore passé la région du terminateur, on ne peut donc pas parler dans ce cas d'effet fronde ou effet "slingshot"). Les espèces dominantes sur l'anneau sont les protons. 1) Les protons, de moyenne et haute énergies, accélérés du côté CREPUSCULE correspondent à des ions pickup "classiques". 2) Une autre source d'accélération des espèces légères telles les H^+ détectées au niveau de l'anneau près de l'IMB peut être le résultat d'un champ électrique de polarisation. A cause de la tendance des électrons à s'échapper du sommet des atmosphères, il apparaît une faible séparation de charge qui conduit à une force de polarisation électrique [Hartle et Grewbosky, 1995].
- **Interprétation de l'observation 2** : L'observation qui montre uniquement des ions O^+ de moyenne et haute énergies, du côté AUBE de l'anneau, au niveau des lignes de champ $\frac{B_X}{|B|} = 0.5$, (et d'ions He^+) est liée à la topologie des lignes de champ au niveau de Vénus. La simulation de Kallio, [2006] (figure 4.15), indique clairement l'asymétrie des lignes de champ et ainsi du côté AUBE de l'anneau, c'est très probablement la courbure de lignes de champ et

l'accélération centrifuge associée qui est responsable du gain augmenté en énergie des ions O^+ et qui est une cause possible supplémentaire d'accélération des ions H^+ .

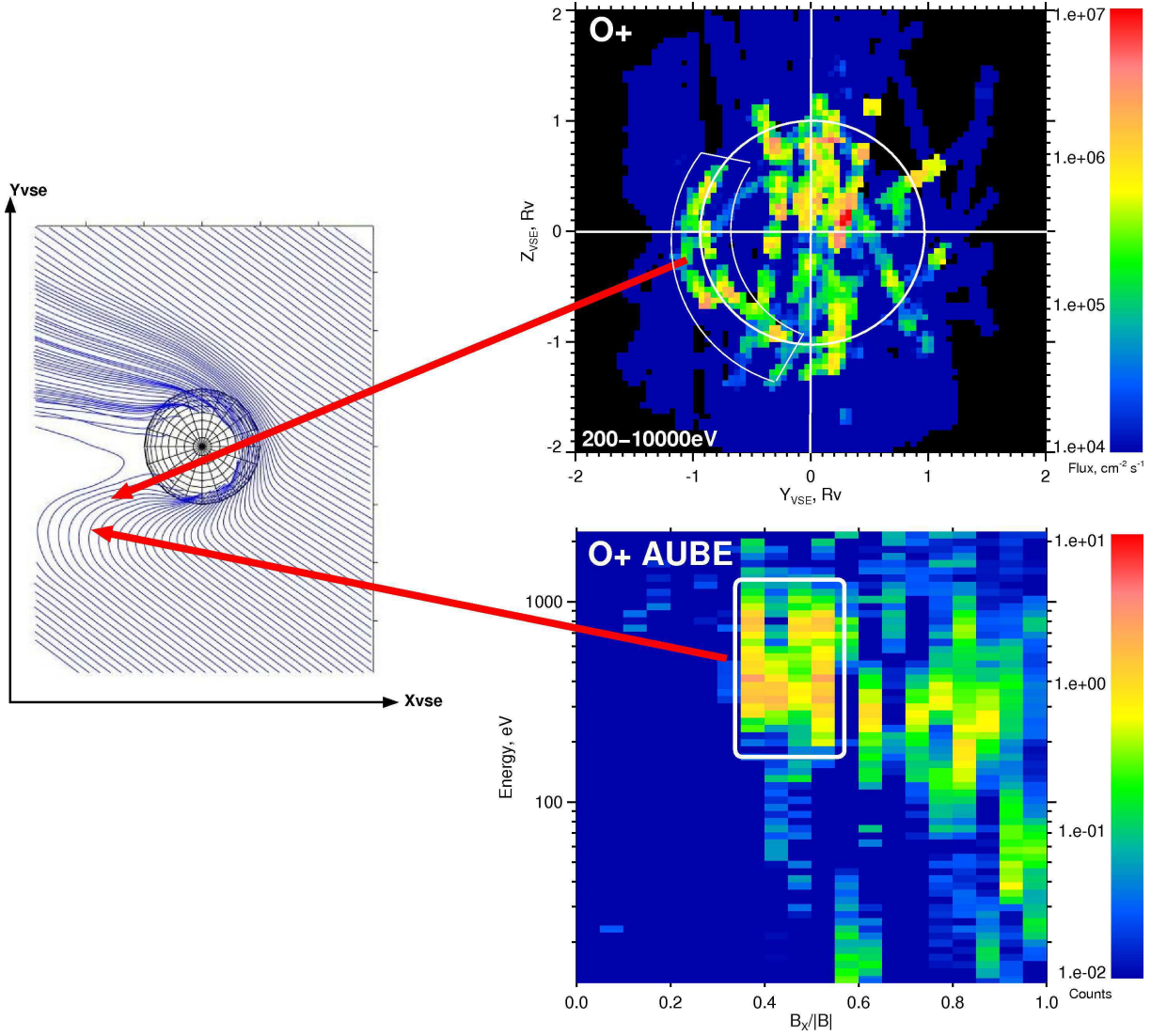


FIG. 4.15 – Accélération des ions O^+ (haute énergie) dans la région de l'anneau du côté AUBE.

La figure 4.16 suivante résume tous les mécanismes probablement responsables des accélérations observées dans les différentes régions.

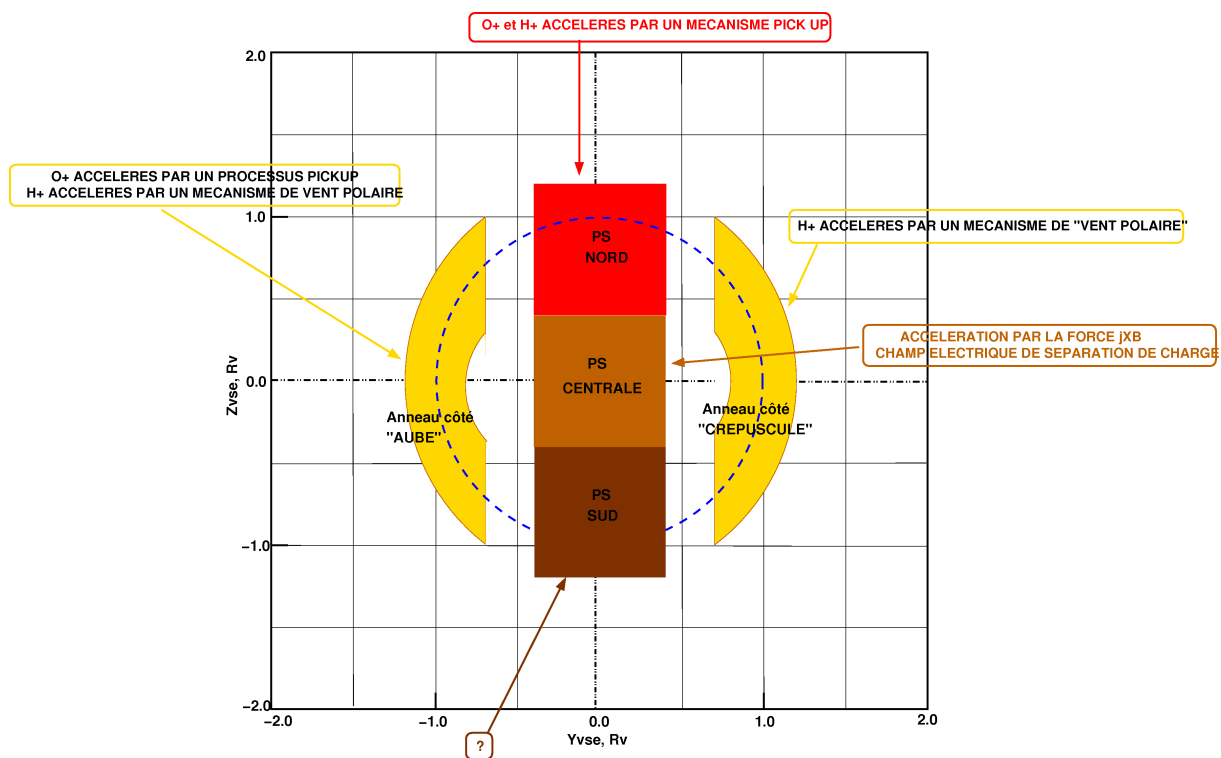


FIG. 4.16 – Schéma général des différents processus d'accélération rencontrés dans chaque région.

Chapitre 5

Conclusions et études futures

Dans ce mémoire, nous avons présenté une contribution à l'étude de l'interaction du vent solaire avec les planètes non-magnétisées Mars et Vénus, à l'aide des données obtenues par les expériences ASPERA-3 et ASPERA-4 à bord respectivement de Mars Express et Venus Express.

Cette contribution a consisté tout d'abord à définir le contexte général de l'étude. Dans le 1^{er} **chapitre**, nous avons présenté le contexte général de l'étude. A la différence de la Terre, de Mercure ou des planètes géantes, Mars et Vénus ne possèdent pas de champ magnétique intrinsèque. Elles n'en constituent pas moins des obstacles au vent solaire et, en raison de la présence d'ionosphères conductrices, le champ magnétique interplanétaire ne peut pénétrer dans ces planètes. Il s'enroule autour d'elles, ce qui conduit par effet de "drapé" à la formation d'une cavité en aval. Ce chapitre résume l'état actuel des connaissances, décrivant en particulier les différentes frontières qui caractérisent ces magnétosphères induites (choc d'étrave, magnétogaine, empilement magnétique, ionopause) et leur variabilité en fonction des conditions solaires. Il décrit succinctement les populations qui peuplent les cavités (ions issus du vent solaire ou d'origine planétaire) ainsi que l'instrument ASPERA qui a été embarqué sur MEX et VEX, instrument principal dont nous avons utilisé les mesures.

Dans le 2^{ème} **chapitre**, nous nous sommes intéressés à l'échappement des particules planétaires et plus généralement à l'érosion atmosphérique. Nous avons présenté tout d'abord la structure de l'atmosphère des deux planètes et leur stratification. Les différents processus d'échappement thermiques (hydrodynamique, Jeans) et non thermiques (criblage par le vent solaire,

échange de charge, champ ambipolaire...) sont également décrits. Nous avons mis en ensuite en perspective l'évolution de l'atmosphère de Vénus et celle de Mars. Pour les planètes non magnétisées, l'interaction directe avec le vent solaire joue à priori un rôle prépondérant, conduisant à une érosion accrue de l'atmosphère et une diffusion du champ magnétique dans l'ionosphère. Nous avons sélectionné un ensemble d'orbites de VEX pour lesquelles nous avons analysé avec soin (réduction du bruit de fond, identification de comptages "fantômes", reconstitution des distributions en angle et en masse, vérification des paramètres obtenus par comparaison avec d'autres instruments) les mesures d'ions. A l'aide de ces données consolidées, nous avons obtenu une estimation des taux d'échappement de H^+ , He^+ et O^+ . Ces taux ont été comparés à ceux obtenus à partir des données de Pioneer Venus Orbiter en 1980, et nous avons ainsi pu mettre en évidence une faible dépendance aux conditions solaires. Ce résultat est important pour comprendre l'évolution de ces atmosphères planétaires et contraindre les modèles.

Dans le 3^{ème} **chapitre**, après l'accent mis sur l'échappement, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la structure (position, topologie, épaisseur) de l'interface entre vent solaire et magnétosphère induite. Contrairement aux magnétosphères des planètes magnétisées, les magnétosphères induites sont directement contrôlées par le champ magnétique interplanétaire. Pour cette étude, nous avons sélectionné un ensemble d'orbites de VEX et effectué une analyse par superposition d'époques. Cette analyse fait apparaître des aspects récurrents dans la structure de la queue magnétosphérique : (1) changement abrupt du champ magnétique à la frontière magnétogaine-magnétosphère, (2) circulation d'ions du vent solaire au sein d'une fine couche-frontière adjacente à la queue (les fonctions de distribution obtenues suggèrent que ces ions sont accélérés à la discontinuité entre magnétogaine et magnétosphère), (3) une queue magnétosphérique peuplée essentiellement d'ions d'origine planétaire comme le suggèrent les simulations numériques. Cette structuration obtenue dans le plan équatorial se retrouve dans une certaine mesure dans une coupe méridionale mais l'orientation du champ magnétique conduit ici à une asymétrie "nord"/"sud".

Dans le 4^{ème} **chapitre**, nous nous sommes intéressés enfin aux populations qui peuplent la queue magnétosphérique. Comme mentionné ci-dessus, les mesures de MEX et de VEX révèlent qu'il s'agit essentiellement d'ions d'origine planétaire. Une structure à grande échelle se dégage de l'analyse de l'énergie des particules avec deux lobes (nord et sud) de part et d'autre d'une couche plasma et des structures en anneaux sur les flancs. Cette description phénoménologique apporte des informations précieuses sur la configuration des magnétosphères induites. Nous

avons aussi examiné différents processus d'accélération (par exemple, champ ambipolaire dans les flancs, champ de polarisation aux hautes latitudes) qui peuvent expliquer ces observations. Nous nous sommes limités à des aspects qualitatifs mais des simulations numériques futures pourraient étayer et confirmer ces observations. Cette dernière partie ouvre des perspectives pour la compréhension des processus plasma à Mars et à Vénus.

Au delà de ces résultats, le rôle des prochaines missions sera très important pour améliorer la caractérisation de l'échappement du plasma autour de Mars et Vénus. Après le lander "Phoenix" de la NASA, lancé en 2007 (arrivé au sol en Mai 2008), les deux prochaines missions à destination de Mars sont d'une part le couple de satellites de la mission russe "Phobos-grunt", d'autre part l'orbiter américain "MAVEN" qui nous fournira des informations précieuses sur l'atmosphère martienne, l'histoire de son climat, son habitabilité potentielle... Son lancement est prévu pour 2013.

En outre, l'orbiter/lander de l'ESA à destination de Mercure : "Bepi Colombo" (lancement programmé pour 2013) pourrait nous fournir des données lors de son survol de Vénus. En attendant, en 2010, "Planet C" ou "Venus Climate Orbiter", de l'agence japonaise JAXA, devrait décoller pour étudier les dynamiques de l'atmosphère de Vénus depuis son orbite et en particulier, la superrotation de sa haute atmosphère. Elle permettra l'étude des températures atmosphériques et rendra compte de l'activité volcanique de la planète.

Les principaux objectifs futurs que l'on pourrait envisager grâce à l'instrumentation à bord de ces sondes seraient entre autres pour les enveloppes externes :

- de comprendre comment la thermosphère est liée chimiquement et dynamiquement à l'ionosphère,
- de déterminer en fonction des conditions solaires la nature précise et l'efficacité des phénomènes contrôlant l'interaction du vent solaire avec la haute atmosphère,
- d'étudier en fonction des conditions solaires, de l'orientation de l'IMF, de la vitesse du vent solaire comment l'énergie est transférée depuis le vent solaire jusqu'à l'ionosphère et comment sa dissipation affecte la dynamique et la structure des différentes régions et frontières,
- d'analyser, dans le cas particulier de Mars, le rôle de son champ magnétique crustal et complexe, sur les processus d'interaction,
- d'étudier en fonction des conditions solaires les taux d'échappement des diverses espèces ioniques, en particulier aux plus faibles énergies.

- d’analyser et de comparer plus en détails (plus de statistiques) les régions de la queue magnétique induite de Mars et Vénus.

Table des figures

1.1	<i>Les différents types d'interaction du vent solaire selon la nature de l'obstacle planétaire rencontré.</i>	18
1.2	<i>Expansion radiale du vent solaire due à la rotation du Soleil et représentation 2D du champ magnétique en spirale (spirale de Parker).</i>	19
1.3	<i>Illustration d'interactions de plus en plus fortes du vent solaire avec des objets planétaires non-magnétisés connus. La Lune (sans champ magnétique intrinsèque et sans atmosphère) (a) interagit faiblement avec le vent solaire et joue le rôle d'absorbeur. Sur Vénus (b), la présence d'une ionosphère rend la planète impénétrable au vent solaire. Elle constitue alors un obstacle qui cesse d'être impénétrable quand la pression dynamique du vent solaire dépasse la pression ionosphérique à l'exobase (c) [Luhmann, 1991].</i>	21
1.4	<i>Illustration de l'équilibre des pressions entre la pression dynamique du vent solaire, la pression magnétique et la pression thermique de l'ionosphère [Luhmann, 1991].</i>	22
1.5	<i>Structure de la région d'interaction entre le vent solaire et l'ionosphère : la barrière magnétique (région subsolaire). Les courbes rouges caractérisent la pression dynamique du vent solaire ρV_{SW}^2 et la "température" du vent solaire $\sim nk_B T_{SW}$, la courbe bleue est la pression magnétique proportionnelle à $\frac{B^2}{2}$ et la courbe verte représente la pression ionosphérique $\sim nk_B T_{iono}$. L'axe horizontal correspond à la ligne Soleil-planète. L'unité est le rayon planétaire (R_P) (Extrait de Tanaka, [2000]).</i>	23

- 1.6 (a) Illustration de la configuration du champ magnétique à l'extérieur d'une sphère conductrice : résultat du phénomène d'induction classique - dans ce cas un champ externe a été "allumé". Le champ dipolaire induit à l'intérieur de la sphère entraîne le drapé du champ externe autour de la sphère. (b) Illustration comparative du drapé des lignes de champ dans une simulation de l'interaction du vent solaire avec une sphère conductrice représentant l'ionosphère de Vénus [Luhmann, 2004]. (c) Illustration schématique de la formation d'une queue magnétosphérique dans le cas de l'interaction du vent solaire avec une planète non-magnétique. Les lignes de champ du vent solaire sont convectées jusqu'au plus près de la planète, ralentissent en passant la planète et s'étendent ensuite très loin à l'arrière [Saunders et Russel, 1986]. 24
- 1.7 La description la plus simple de l'interaction globale du vent solaire avec un corps conducteur, tel qu'une ionosphère planétaire, a été proposée par Alfvén [1957], qui a relié la présence des queues cométaires de type I (queue de plasma) aux lignes de champ magnétiques interplanétaires "drapées" autour de la tête plasma d'une comète. Alfvén est le premier à expliquer l'interaction d'une comète avec le vent solaire en terme d'un alourdissement ("mass loading") de l'écoulement de ce plasma d'origine solaire, par le plasma cométaire. 25
- 1.8 Données magnétiques obtenues par MGS lors de l'orbite du 11 Octobre 1997 autour de Mars [Mazelle et al., 1998]. 27
- 1.9 Données magnétiques (3 panneaux supérieurs), d'altitude et spectrogrammes d'électrons (panneau inférieur) obtenues par MAG/ER (MGS) pour une orbite proche de plan du terminateur [Bertucci et al., 2003]. 28
- 1.10 Schéma de la structure fine de l'interface entre le vent solaire et Mars/Vénus [Bertucci et al., 2003]. 29
- 1.11 Traversée de la MPB martienne par Phobos-2 (gros points) et par MGS (petits points); la ligne en pointillée correspond au modèle de Vignes et al., [2000] et la ligne solide correspond au modèle de Trotignon et al., [2006]. L'unité R_M correspond au rayon martien. 30

1.12	<i>Position du choc et de la MPB sur Vénus. Les points représentent les traversées du choc et la ligne en est le meilleur ajustement. Les cercles sont les traversées de la MPB et la ligne en pointillée qui se termine en ligne solide est le meilleur ajustement de ces points. La région ombrée représente l'ombre optique de la planète. La ligne fine est la trajectoire le long de laquelle la direction et la longueur des flèches sont proportionnelles au champ magnétique projeté dans ce plan [Zhang et al., 2008].</i>	30
1.13	<i>Les variations du champ magnétique total, de la vitesse d'ensemble et de la densité plasma totale suivant la direction Soleil-Mars sont données. Les valeurs pour une activité solaire minimum (maximum) sont présentées par les courbes pleines (discontinues). Les lignes verticales discontinues représentent respectivement les positions subsolaires du choc planétaire et de la barrière d'empilement magnétique déterminées à partir des observations de MGS [Modolo et al., 2005].</i>	32
1.14	<i>Meilleur ajustement de la position de la MPB de Vénus en fonction de l'angle solaire zénithal (SZA). La position attendue de l'ionopause pour des conditions solaires minimales est aussi représentée. Les altitudes de ces deux frontières ont également été dessinées pour des conditions solaires maximales [adapté de Zhang et al., 2008].</i>	33
1.15	<i>Structure du sillage martien [Fedorov et al., 2006].</i>	35
1.16	<i>Topologie des régions principales : à gauche, la MPR et à droite, la couche de courant qui coïncide avec la PS.</i>	37
1.17	<i>Premières mesures de Vénus-Express en orbite autour de la planète Vénus et identification des principales frontières. De haut en bas sont représentés respectivement : l'orbite d'ASPERA-4, le spectre énergétique des électrons (ELS), les modules du champ magnétique dans les directions x, y et z et le spectre énergétique des ions (IMA) obtenus le 15 mai 2006 de 1h00 à 2h30.</i>	38
1.18	<i>Illustration d'une trajectoire cycloïdale d'un ion "pickup" O^+ sur Vénus (l'oxygène est le constituant principal de la haute atmosphère de Vénus) [Luhmann et al., 1991].</i>	40
1.19	<i>Le spectromètre IMA.</i>	43
1.20	<i>(Gauche) Principe de fonctionnement du spectromètre de masse IMA. (Droite) Exemple de spectrogramme de masse avec des ions : O^+, He^+, et H^+.</i>	44

1.21	<i>Le spectromètre ELS.</i>	44
1.22	<i>Position du complexe expérimental ASPERA et du magnétomètre MAG embarqués à bord de Vénus-Express.</i>	46
2.1	<i>Description schématique générale des différentes parties de l'environnement des planètes non-magnétisées Mars et Vénus. *La limite supérieure de l'ionosphère est très variable car elle dépend fortement des conditions solaires.</i>	51
2.2	<i>Comparaison des ionosphères (profils densités-altitudes et composition chimique) de la Terre, Vénus et Mars.</i>	55
2.3	<i>Chronologie montrant l'évolution de l'eau sur les 3 planètes : Vénus, La terre et Mars (OT est l'abréviation utilisée pour océan terrestre). La frise chronologique inférieure donne une chronologie plus précise dans le cas de Mars (adapté de Jakosky et Phillips, [2001]).</i>	59
2.4	<i>Distribution Maxwellienne des vitesses : les particules pouvant s'échapper par échappement de Jeans sont celles présentent dans l'aile de la distribution où la vitesse est supérieure à la vitesse de libération. L'échappement hydrodynamique a lieu pour $V > V_{hydro}$ (voir paragraphe 3.1.2).</i>	65
2.5	<i>Proportion de particules en échappement, en fonction du paramètre λ. Cette fraction, multipliée par la concentration du constituant considéré et par la vitesse de libération, ici v_{∞}, donne le taux d'échappement de Jeans.</i>	67
2.6	<i>Schéma de l'interaction du vent solaire avec Vénus et Mars et de l'échappement induit des ions par le vent solaire. Les ions produits dans le vent solaire par la photoionisation et/ou par échange de charge sont soit libérés par le vent solaire (échappement) soit redirigés dans la basse atmosphère (adapté de Luhmann et Kozyra, [1991]).</i>	74
2.7	<i>Illustration de la manière dont est accéléré un ion (pickup) dans un plasma magnétisé en mouvement.</i>	75
2.8	<i>Représentation schématique de l'accélération des particules chargées par la force $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$.</i>	77

- 2.9 *Segments d'orbites et vecteurs de champ magnétique unitaires utilisés pour cette étude. La figure de gauche montre les orbites et le champ magnétique dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ et la figure de droite, dans le plan $X_{VSE}Z_{VSE}$. La longueur des vecteurs est normée à l'unité. La couleur rouge indique un champ magnétique à sens positif, alors que la couleur bleue indique un $B_{X_{VSE}}$ négatif. $B_{X_{VSE}}$ a des polarités différentes selon qu'il se trouve dans l'hémisphère $Y_{VSE} < 0$ ou $Y_{VSE} > 0$, comme cela est prévu par la configuration de drapé observée dans le repère VSE. 85*
- 2.10 *Reconstruction du comptage dans le domaine énergie-masse. L'image de gauche montre le spectre original mesuré le 5 Décembre 2006 à 06h59 UT. Les courbes rouges sont les positions des centres des pics de masse pour les différents ions. (Les rapports respectifs masse/charge, en unités de masse atomique, sont donnés en blanc, en bas de l'image.) Le code de couleurs correspond au nombre de coups. Les comptages "fantômes" sont le résultat d'un flux intense de H^+ qui s'est distribué sur tous les détecteurs de masse (R_m). L'image centrale montre le résultat obtenu après soustraction de la distribution de H^+ et de sa distribution "fantôme". Seul reste un pic autour de $\frac{M}{Q} = 32$. La figure de droite montre le spectre énergétique ionique initial intégré sur tous les R_m (en noir), le même spectre après réduction du bruit de fond (en bleu), la distribution ajustée de H^+ (en rouge), le spectre de H^+ après correction utilisant les compages "fantômes" (en vert) et le spectre des ions lourds (le pic rouge et étroit vers 2000 eV). 87*
- 2.11 *Distribution angulaire des ions lourds dans la queue de Vénus dans le repère VSO. La direction solaire $+X_{VSO}$ correspond aux angles azimutaux et polaires 0° , la direction $+Y_{VSO}$ à l'angle azimutal 90° et l'angle polaire 0° , et la direction $+Z_{VSO}$ à l'angle azimutal 0° et l'angle polaire 90° . Les lignes en pointillés blancs séparent les hémisphères solaire et anti-solaire. Les flux ioniques possédant des azimuts de -90° à $+90^\circ$ ont une composante de vitesse anti-solaire (échappement) et ceux possédant des azimuts inférieurs à -90° et supérieurs à $+90^\circ$ présentent un flot en direction du Soleil. Le champ de vue de IMA est représenté par un bande colorée. Les parties noires correspondent aux parties non-observées ou aux directions entièrement bloquées par le satellite. Les directions partiellement bloquées sont représentées par des couleurs de plus faibles intensités. La figure de gauche montre les ions accélérés dans la plasma sheet mesurés le 11 Août 2006 à 01h41 UT, et la figure de droite montre les ions lourds basse énergie dans la périphérie de la queue mesurés le 11 Novembre 2006 à 06h53 UT. 88*

- 2.12 *Densité du vent solaire N et vitesse du vent solaire V , mesurées par Vénus Express et ACE. Les courbes bleus correspondent aux mesures de ACE recalculées pour la position de Vénus. La couleur des points sont des mesures in-situ de IMA. La couleur indique la fraction du flot du vent solaire accepté par IMA. Le rouge correspond à un accord de 100% (le flot du vent solaire est entièrement dans le champ de vue de IMA) et le bleu correspond au cas où plus de 40% de la fonction de distribution du vent solaire est bloquée par le satellite. L'accord avec les mesures de vitesse de vent solaire justifie les calculs tenant compte du retard de propagation. 90*
- 2.13 *Conservation de la pression totale au niveau de la frontière de la magnétosphère induite dans le sillage. La planche inférieure montre le spectrogramme donnant l'énergie en fonction du temps pour les protons proches de la frontière de magnétosphère induite le 23 Juillet 2007 autour de 07h31 UT. Le comptage est représenté par un code de couleurs. La couleur bleue représentant un comptage nul. La planche du milieu donne les profils correspondants de B_X et de $|B|$; et la planche supérieure représente la pression magnétique (en rouge) et la pression thermique du plasma (en bleue) calculée comme étant $2NT_{ion}$ (on considère $T_{ion} = T_{électrons}$) [Fedorov et al., 2009]. 92*
- 2.14 *Graphes montrant la dispersion des vecteurs vitesse pour les différentes espèces ioniques dans la queue de la magnétosphère induite de Vénus. Tous les vecteurs sont représentés dans le plan $X_{VSE}Y_{VSE}$. La longueur de chaque vecteur est proportionnelle à la norme de la vitesse, l'épaisseur des vecteurs correspond à la valeur de la densité et la couleur symbolise le produit : vitesse \times densité (flux intégré). Les longs vecteurs rouges du graphe de gauche correspondent au vent solaire, et les vecteurs verts et jaunes aux protons d'origine planétaire. 93*
- 2.15 *Population de protons du vent solaire (magnétogaine) et d'origine planétaire. La figure de gauche est la matrice énergie-détecteur de masse enregistrée le 22 Août 2006 à 01h40 UT. Cette matrice contient des ions lourds à $\frac{M}{Q} = 16$ et à $\frac{M}{Q} = 32$, de faibles flux de He^+ le long de la ligne $\frac{M}{Q} = 4$, et des ions H^+ à $\frac{M}{Q} = 1$. Le graphe central représente les distributions de H^+ après reconstruction et ajustement. Le graphe de droite montre les spectres de comptages de H^+ (en rouge), des ions lourds (en vert) et le comptage total initial (en bleu). 94*

2.16 *Echantillonnage le long de l'orbite dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$. Les lignes rouges représentent les cellules spatiales dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$. Le rectangle bleu rempli par des points le long de l'orbite (ligne bleue) correspond à une aire élémentaire échantillonnée au cours d'un cycle de mesure de IMA. Si une cellule spatiale (carré rouge) se superpose à l'aire élémentaire, alors le spectre angulaire et la matrice d'échantillonnage angulaire (sur la droite) sont ajoutés aux tableaux associés à la cellule donnée. 95*

2.17 *Vues en coupe de la queue vénusienne donnant les flux intégrés (en $cm^{-2}s^{-1}$) des ions H^+ planétaires, O^+ , et He^+ dans le repère VSE. Les ions s'échappent à travers deux régions distinctes, la partie centrale de la plasma sheet, et une région circulaire près de la frontière de la magnétosphère induite séparant le vide dépourvu d'ions du vent solaire du plasma solaire. Les répartitions obtenues sont bien organisées et réparties dans le repère VSE comme l'on montrées de précédentes observations (voir [Barabash et al., 2007 et Fedorov et al., 2009]) et simulations (voir [Kallio et al., 2006]). Le cercle en pointillés blanc correspond au contour de la planète. 96*

3.1 *Les différentes régions d'étude : "polaires" (nord/sud) et "équatoriales" (aube/crépuscule) et la direction du champ électrique de convection du vent solaire ($-\vec{V}_{SW} \times \vec{B}$). 104*

3.2 *Géométrie du champ magnétique au niveau de Vénus dans le plan BV - plan dans lequel les particules évoluent sous l'action des champ électrique et magnétique - déduite de simulations hybrides. Adapté de Kallio et al., [2007]. 105*

3.3 *La figure de gauche représente une vue scématique 3D. a) Vue en coupe de la queue de Vénus dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ avec les 2 régions d'étude "nord" et "sud". Les pointillés rouges épais marquent l'IMB et les pointillés rouges fins montrent la largeur hypothétique de la MWI. Les lignes et cercles bleus représentent respectivement le champ magnétique de la magnétogaine et de la queue. Les régions d'intérêt sont représentées par des rectangles verts clairs. b) Vue en coupe de la queue dans le plan $X_{VSE}Y_{VSE}$ avec les régions d'étude "aube" (notée "left") et "crépuscule" (notée "right"). 106*

- 3.4 Deux exemples d'orbite de VEX sélectionnées pour l'étude. Le graphe de gauche montre une orbite extrême passant très près de l'IMB mais respectant les 3 critères de sélection décrits dans le texte. Le panneau de droite montre une orbite traversant la ligne Soleil - planète. Toutes les autres orbites se situent entre ces 2 trajectoires extrêmes. Les orbites sont représentées en coordonnées cylindriques, où $X = X_{VSO}$ et $R = \sqrt{Y_{VSO}^2 + Z_{VSO}^2}$. Les lignes vertes simulent la position moyenne du choc, calculé par Zhang et al., [1990] et la position de l'IMB déduite du modèle de Zhang et al., [1991]. 108
- 3.5 L'ensemble des orbites sélectionnées dans le repère $Y_{VSE}Z_{VSE}$. Les orbites "polaires" bleues sont confinées par les lignes en pointillés bleus. Les lignes pointillés rouges déterminent les limites des orbites "équatoriales". 109
- 3.6 Orientation, due à la spirale de Parker, d'une ligne de champ au niveau de Vénus. La valeur moyenne de l'IMF "Garden Hose" au niveau de Vénus est $+125^\circ$ ou -55° . Seuls les intervalles de temps correspondants à un angle de $125^\circ \pm 15^\circ$ ou $55^\circ \pm 15^\circ$ ont été sélectionnés. 109
- 3.7 Sur ce graphe, les vecteurs noirs en traits pleins et en pointillés montrent les deux orientations possibles de l'IMF dans le repère VSE correspondant à un champ électrique orienté selon $+Z_{VSE}$. Le changement de repère permet de mettre les vecteurs en pointillés noirs (qui deviennent alors les vecteurs en pointillés rouges) dans la même direction que les vecteurs noirs en traits pleins. 110
- 3.8 **A** : Résumé de la traversée de la MWI le 8 Août 2006. Du bas vers le haut : profils de $|B|$ (bleu) et B_X (rouge), spectrogramme énergie-temps des électrons, spectrogramme énergie-temps de tous les ions, densité des protons, vitesse des protons, orbite du satellite dans le repère cylindrique, où $R = \sqrt{Y_{VSO}^2 + Z_{VSO}^2}$. Les différentes couleurs dans le profil de densité montre le niveau de confiance accordé à ce paramètre. La couleur bleue correspond à un faible niveau de confiance, et la valeur ne peut donc être utilisée pour une analyse. La couleur rouge correspond au meilleur niveau de qualité du paramètre. Dans notre travail, on se fie à la valeur de densité à partir de la couleur verte. Le profil de vitesse est codé de la même façon, mais on prend en compte toutes les données quelque soit la couleur. **B** : Passage du 4 Janvier 2007. Dans ces 2 cas, les barres verticales en pointillées marquées "a", "b" et "c" montrent les intervalles d'où ont été extraites les fonctions de distribution des figures 3.13 et 3.14. 111

- 3.9 Vecteurs du champ magnétique (segments noirs) dessinés le long des trajectoires du satellite dans le repère équatorial $X_{VSE}^i Y_{VSE}^i$. Toutes les orbites sélectionnées comme étant "équatoriales" sont représentées ici. Les courbes noires continues représentent les lignes de champ magnétiques reconstruites à partir du champ magnétique mesuré. Les barres de couleur rendent compte de la vitesse d'ensemble normalisée du flot des protons solaires mesurée pour chaque point d'orbite. La longueur de ces barres de couleur représente la densité des protons solaires. Le degré de confiance accordé à la densité n'étant pas prise en compte, les barres montrent juste la présence d'ions solaires à une vitesse donnée en chaque point. 114
- 3.10 Analyse par "superpositions d'époques" des profils plasma et de champ magnétique dans le plan équatorial en fonction de Y_{VSE}^i . Les cas "aube" et "crépuscule" sont rassemblés sur un même graphe. Toutes les orbites sont superposées de manière à toujours obtenir une traversée de la queue en $Y_{VSE}^i = 0$. Cette traversée a été déduite de la valeur de $|\frac{B_x}{B}|$ et à l'aide du gradient maximum de vitesse. Donc, chaque graphe a deux origines sur l'axe horizontal, correspondant aux côté "aube" et "crépuscule". Chaque origine est séparée par une distance de $2 R_V$ pour simplifier la lecture de la figure. Graphe inférieur : profils $|\frac{B_x}{B}|$; les différentes couleurs permettent de distinguer chaque orbite. Graphe du milieu : $\frac{V}{V_{SW}}$ où V_{SW} est la vitesse du vent solaire. La couleur bleue correspond aux ions H^+ et la couleur rouge aux ions O^+ . Les courbes en pointillés bleus de chaque côté représentent le profil de vitesse moyenne du côté "aube". Graphe supérieur : densité ionique normalisée à la densité des protons de la magnétogaine. Seules les données avec un bon niveau de confiance ont été tracées; la couleur représente l'espèce ionique considérée. L'absence de valeurs de densité rouges du côté "aube" (alors que l'on a des données de vitesse) indique ici une densité de O^+ extrêmement faible ($< 0.01 \text{ cm}^{-3}$). 116
- 3.11 Comportement d'une particule transmise à travers une couche de courant (a) dans le repère de la Terre et (b) dans le repère de de Hoffman-Teller où le champ électrique s'annule (adaptée de Cowley [1995]). 117
- 3.12 Evolution de la fonction de distribution des ions à la traversée d'une discontinuité rotationnelle. 118

- 3.13 Les graphes (a), (b) et (c) montrent une coupe de la fonction de distribution des protons dans le plan $V_{X''} - V_{Y''}$. La valeur de la distribution est codée en couleur. Dans tous les cas, la vitesse d'ensemble des protons et le vecteur \vec{B} sont très proches de ce plan. La couleur bleue correspond à une valeur de la distribution de fonction $< 5.10^{-23} \text{ cm}^{-6} \text{ s}^3$, et la valeur blanche correspond à l'absence de mesure. Le graphe (a) montre la fonction de distribution obtenue dans l'intervalle de temps 01 : 19 – 01 : 22 TU, le 8 Août 2006 (voir figure 3.8 A). La vitesse d'ensemble correspond au point noir et la flèche rouge représente le vecteur \vec{B} convecté avec le plasma. La ligne horizontale rouge et le triangle noir montrent la position du repère de de Hoffman-Teller. Voir le texte pour plus de détails. Le graphe (b) montre la fonction de distribution obtenue dans l'intervalle de temps 01 : 41 – 01 : 44 TU, le vecteur \vec{B} local est représenté en bleu (voir figure 3.8 A). Le graphe (c) correspond à la fonction de distribution dans l'intervalle de temps 01 : 54 – 01 : 57 TU. 120
- 3.14 Mêmes graphes que les graphes (a),(b) et (c) de la figure 3.13, mais pour des mesures effectuées du côté "crépuscule" du plan équatorial. Graphe (a) : La distribution a été accumulée sur l'intervalle de temps de 08 : 12 – 08 : 15 TU le 4 Janvier 2007 dans la magnétogaine (voir figure 3.8 B). Le point noir marque la vitesse d'ensemble des protons de la magnétogaine et la flèche rouge le vecteur \vec{B} . Le contour bleu représente la distribution des ions dans la couche frontière (graphe (b)). La distribution (b) correspond à l'intervalle de temps 08 : 00 – 08 : 03 TU et la distribution (c) à l'intervalle de temps 07 : 56 – 07 : 59 TU 121
- 3.15 Même figure que la figure 3.8 mais dans le plan midi-minuit. Le graphe A est une vue générale de l'interface observée au "sud" le 4 Septembre 2006. Le graphe B correspond à la traversée de l'interface "nord" le 27 Décembre 2006. 123
- 3.16 Répartition spatiale des ions H^+ du plasma solaire (à gauche) et des ions O^+ d'origine planétaire (à droite). La vitesse des ions est donnée par la couleur, où le rouge symbolise la vitesse maximale et le bleu, la vitesse minimale. Le flux est quant à lui schématisé par la taille des cercles. 124

- 3.17 *Profils des vitesses normalisées des ions H^+ (bleu) et O^+ (rouge) dans les régions polaires "nord" et "sud". Comme pour les cas équatoriaux, toutes les orbites sont superposées de manière à toujours obtenir une traversée de la queue en $Z_{VSE}^{\parallel} = 0$. La traversée de la queue a été définie par la valeur de $|\frac{B_x}{B}|$ et à l'aide du gradient maximum de vitesse.* 125
- 3.18 *Profils des densités des ions H^+ (bleu) et O^+ (rouge) normalisées sur 10 particules/cm³ dans les régions polaires "nord" et "sud".* 125
- 3.19 *Illustration des effets des rayons de giration des particules dans l'asymétrie "nord"/"sud". La direction de E et le rayon de Larmor des particules (rouge pour les ions O^+ et noir pour les ions H^+) entraînent la formation d'une large interface de mélange au "nord" et celle d'une fine interface au "sud".* 126
- 3.20 *1) Les étoiles bleues et rouges correspondent respectivement à l'interface entre la magnétosphère et le vent solaire en coordonnées cylindriques : X est l'axe reliant le centre de la planète et le soleil ; $R = \sqrt{Y^2 + Z^2}$. Toutes les échelles sont en rayons planétaires. 2) Les lignes bleue et rouge représentent les positions moyennes de cette interface dans les cas "nord" et "sud" respectivement. 3) Le demi-cercle en pointillés rouges symbolise la couronne d' O^+ . 4) Le cercle bleu représente le rayon de Larmor des ions O^+ avec une énergie de 1 keV dans un champ magnétique de 20 nT.* 127
- 3.21 *Tableau comparatif présentant la sélection des orbites polaires.* 129
- 3.22 *Tableau comparatif présentant les profils de vitesse des ions d'origine solaire H^+ (bleu) et d'origine planétaire O^+ (rouge) dans les régions "nord" et "sud".* 130
- 3.23 *Tableau comparatif présentant les profils de densité des ions d'origine solaire H^+ (bleu) et d'origine planétaire O^+ (rouge) dans les régions "nord" et "sud".* 131
- 3.24 *Tableau comparatif présentant la position et la largeur de l'interface dans les régions "nord" (bleu) et "sud" (rouge). (les légendes des graphiques pour Mars sont identiques à celles déjà obtenues pour Vénus précédemment).* 132

- 4.1 *Distribution spatiale, en coordonnées cylindriques, du flux de protons ayant des énergies supérieures à 300 eV. L'échelle de couleur représente le flux en unités arbitraires ; la couleur bleue indique un flux nul, et la couleur noire marque l'absence de mesures. Le graphe de gauche correspond au sillage martien et le graphe de droite à celui de Vénus. Les pointillés rouges sur le graphe de gauche indiquent la position théorique de la frontière entre magnétosphère et magnétogaine d'après les résultats de Kallio [1996]. Des pointillés similaires sur le graphe de droite déterminent cette limite pour Vénus. Les courbes en pointillés blancs sont expliquées dans le texte. 137*
- 4.2 *Même représentation que 4.1 mais pour les ions d'origine planétaire avec un rapport $\frac{M}{Q} > 14$ 138*
- 4.3 **Gauche** : *Distribution du flux des ions planétaires de rapport $\frac{M}{Q} > 14$ dans la queue, dans le plan $Y_{MSE}Z_{MSE}$. Ce plan est perpendiculaire à l'axe soleil-planète. L'axe Z_{MSE} correspond à la direction du champ électrique de convection $-V_{SW} \times B_{IMF}$. Ici V_{SW} est le vecteur de la vitesse du vent solaire et B_{IMF} est le vecteur représentant le champ magnétique interplanétaire (Fedorov et al., [2006] et Barabash et al., [2007]).*
Droite : *tracé de l'énergie des ions lourds planétaires en fonction de Y_{MSE} . Les échantillons ont été sélectionnés dans la région rectangulaire en pointillés blancs de la figure de gauche. Le diamètre des cercles correspond au flux des ions sur une échelle logarithmique. 139*
- 4.4 *Variation de l'énergie des ions H^+ (à gauche) et des ions de $\frac{M}{Q} > 14$ (à droite) en fonction de la distance à la ligne Soleil-Vénus. Le diamètre des cercles correspond au flux des ions dans une échelle logarithmique (les unités sont arbitraires). Pour simplifier la comparaison, la distribution complémentaire est représentée sur chaque graphe comme un fond clair. 140*
- 4.5 **Gauche** : *Orbite de VEX passant dans la queue, le 7 Août 2006 dans le plan $Y_{VSO}Z_{VSO}$. Le vecteur B donne la direction du champ magnétique interplanétaire déterminé à partir des données du magnétomètre. Le vecteur E correspond au champ électrique de convection $-V_{SW} \times B$. Les cercles avec un point et une croix rendent compte de la direction générale de B_X de chaque côté de la couche de courant.*
Droite : *de haut en bas : composante B_X du champ magnétique ; spectrogrammes énergie/temps des ions O^+ , He^+ et H^+ respectivement. La ligne verticale en pointillés blancs indique la traversée de la couche de courant. 140*

- 4.6 *Vue en coupe dans la plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ de la distribution du flux dans la queue de Vénus des ions O^+ (gauche) et H^+ (droite). Ce plan est perpendiculaire à l'axe soleil-Vénus. Z_{VSE} correspond à la direction du champ électrique $-V_{SW} \times B_{IMF}$, où V_{SW} est le vecteur représentant la vitesse du vent solaire et B_{IMF} le vecteur du champ magnétique interplanétaire. La couleur rouge correspond à un flux maximal, la couleur bleue à un flux minimal et la couleur noire à une absence de mesures. Le cercle blanc symbolise le contour de la planète. 142*
- 4.7 *Vues en coupe dans le plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ de la distribution du flux dans la queue de Vénus des ions O^+ (en haut) et H^+ (en bas) pour différentes gammes d'énergie : "basses" (à gauche), "moyennes" (au centre) et "hautes" (à droite) énergies. Le code de couleur utilisé est identique à celui de la 4.6. 143*
- 4.8 *Distribution spatiale du plasma planétaire accéléré. Les distributions de flux de O^+ (a) H^+ (b) et He^+ (c) dans la région de la "queue" de Vénus obtenues à partir de 33 orbites ont été intégrées sur $X_{VSE}[-0.5, -3]$ et sont représentées dans la plan $Y_{VSE}Z_{VSE}$ (coupe de la queue). Le cercle gris représente l'éclipse géométrique de Vénus. Pour être sûr qu'aucun proton du vent solaire n'affecte la composition en masse à l'intérieur de l'IMB; on a réduit l'aire d'analyse à $R < 1.2R_V$. Les cercles blancs correspondent à des mesures sans flux. L'échelle des flux pour He^+ est 10 fois plus petite que celle pour H^+ et O^+ . On identifie la région de la plasma sheet par des pointillés rouges et le label PS, la couche frontière au niveau de l'IMB est identifiée par des pointillés noirs et le label ANNEAU (Tiré de Barabash et al., 2007). 145*
- 4.9 *Décomposition spatiale de la planète en 5 régions d'après l'observation de la répartition des ions H^+ et O^+ (flux/énergie) obtenue sur la figure 4.7. 148*
- 4.10 *Distribution spatiale des flux d'ions H^+ et O^+ . L'axe des ordonnées correspond à l'énergie des ions (eV) et l'axe des abscisses correspond au rapport $\frac{B_x}{|B|}$, c'est-à-dire à la position des ions par rapport au champ magnétique. $\frac{B_x}{|B|} = 1$ correspond à une ligne de champ parallèle à l'axe X [zone hachurée rouge]. $\frac{B_x}{|B|} = 0$ correspond à une ligne de champ perpendiculaire à l'axe X [zone hachurée bleue]. Toutes les autres valeurs de $\frac{B_x}{|B|}$ correspondent à des cas compris entre ces deux cas extrêmes. Le code de couleur représente le flux où le rouge symbolise un flux maximal et le bleu un flux minimal ou nul. 150*

4.11	<i>Image générale du mass-loading.</i>	151
4.12	<i>La couche de courant centrale, centrée en $Y_{VSE} = 0$ coïncide avec l'observation d'un fort flux d'ions O^+ (indiqué par un rectangle rouge figure du haut) et d'un faible flux d'ions H^+. Cette couche de courant est cependant enveloppée par deux fines couches de H^+, indiquées par deux rectangles rouges sur la figure du bas.</i>	152
4.13	<i>Schéma illustrant l'accélération des ions dans la plasma-sheet.</i>	153
4.14	<i>Statistiques pour les régions AUBE et CREPUSCULE de l'anneau. La légende est identique à celle de la figure 4.10.</i>	154
4.15	<i>Accélération des ions O^+ (haute énergie) dans la région de l'anneau du côté AUBE.</i>	156
4.16	<i>Schéma général des différents processus d'accélération rencontrés dans chaque région.</i>	157

Liste des tableaux

1.1	<i>Quelques repères énergétiques.</i>	20
1.2	<i>Valeurs actuelles de la position de la MPB sur Vénus et Mars en fonction du cycle solaire.</i>	34
1.3	<i>Energie cinétique nécessaire aux ions H^+ et O^+ pour pouvoir s'échapper des atmosphères martienne et vénusienne.</i>	41
2.1	<i>Caractéristiques atmosphériques des planètes telluriques [D. Gautier, W. Hublard, H. Reeves, Planets-their origin, interior and atmosphere, P. Bartholdi et al., dir, 14th advanced course, observatoire de Genève, 1994].(* La température de surface sur Vénus pour une pression de 90 bars est supérieure à 700 K, mais si la pression était réduite à 1 bar alors la température ne serait plus que de 340 K (détente adiabatique) Il en va de même pour Mars qui aurait une température de l'ordre de 700 K pour une pression de 1 bar).</i>	57
2.2	<i>Rapports isotopiques de l'atmosphère martienne et terrestre. Les valeurs sont extraites de Owen et al., [1992].</i>	60
2.3	<i>Caractéristiques de l'exobase et paramètres d'échappement de l'hydrogène atomique, pour les 3 planètes : la Terre, Vénus et Mars. On rappelle que plus le paramètre λ_{ex} est petit et plus l'échappement est important.</i>	68
2.4	<i>Tableau comparatif des différents taux d'échappement de H et O depuis les ionosphères de Mars et Vénus.</i>	80
3.1	<i>Tableau récapitulatif des significations des différentes abréviations et sigles utilisés dans cette étude.</i>	104

- 4.1 *Tableau récapitulatif des espèces présentes dans les 5 régions : "PS NORD", "PS CENTRALE", "PS SUD", "ANNEAU CREPUSCULE" et "ANNEAU AUBE" en fonction de leur énergie. Le symbole + témoigne de la présence de cette espèce (le nombre de + se veut proportionnel au flux); le symbole / marque l'absence d'une espèce dans la région donnée. Les 0, pour les H^+ dans la "PS CENTRALE" équivalent à l'absence de protons dans le vide mais indiquent la présence d'une couche de ces mêmes protons entourant le vide. La dernière colonne caractérise la localisation spatiale de chaque espèce en fonction du champ magnétique. 147*

Liste des publications et communications

Publications :

Fedorov, A., **Ferrier, C.**, Sauvaud, J.A., Barabash, S., Zhang, T.L. et al. Comparative analysis of Venus and Mars magnetotails. *Planetary and Space Science*, **56**, 812-817 (2008).

Fedorov, A., Barabash, S., Sauvaud, J.A., Futaana, Y., Zhang, T.L., Lundin, R., and **Ferrier, C.** Venus atmospheric erosion rates. (*submitted in Science*) (2009).

Ferrier, C., Fedorov, A., Sauvaud, J.A., Barabash, S. Zhang, T.L. The fine structure of the interface between solar wind and induced magnetosphere of Venus (*accepted in Journal of Geophysical Research*) (2009).

Communications :

Ferrier, C., Fedorov, A., Sauvaud, J.A., Mazelle, C. and Barabash, S. General shape and ion contents of the wakes behind Mars and Venus. *European Geophysical Union EGU, General Assembly 2007* - Vienne, Autriche - (poster)

Fedorov, A., **Ferrier, C.**, Barabash, S., Sauvaud, J.A., Zhang, T.L., and Mazelle, C. Spatial distribution of the ions species near the plasma sheet of the venusian magnetotail. *European Geophysical Union EGU, General Assembly 2007* - Vienne, Autriche - (présentation orale)

Ferrier, C., Fedorov, A., Sauvaud, J.A., Mazelle, C. and Barabash, S. Replacement of solar wind flow by planetary ions at the magnetosphere boundary of Venus and Mars. *IUGG XXIV General Assembly : "Earth : our changing planet" 2007* - Perouse, Italie - (présentation orale)

Fedorov, A., **Ferrier, C.**, Barabash, S., Sauvaud, J.A., Zhang, T.L., and Mazelle, C. Ion morphology of the martian and venusian magnetotails. *IUGG XXIV General Assembly : "Earth : our changing planet" 2007* - Perouse, Italie - (présentation orale)

Ferrier, C., Fedorov, A., Sauvaud, J.A., Mazelle, C., Zhang, T.L. and Barabash, S. The interface between magnetosheath and the tail of Venus. *Alfvén conference 2007* - Arcachon, France - (presentation orale)

Fedorov, A., **Ferrier, C.**, Sauvaud, J.A., Barabash, S. and Lundin, R. Plasma acceleration in the martian and venusian magnetotails. What is the difference ? *Alfvén conference 2007* - Arcachon, France - (présentation orale)

Sauvaud J.A., **Ferrier, C.**, Mazelle, C., Fedorov, A., Barabash, S., Lundin, R., Zhang, T.L. and Coates, A. The boundary separating solar and planetary plasmas around Venus. *Alfvén conference 2007* - Arcachon, France - (présentation orale)

Ferrier, C., Fedorov, A., Sauvaud, J.A., Zhang, T.L. and Barabash, S. The fine structure and asymmetry of venusian IMB. *ASPERA3/4 meeting 2007* - Toulouse, France - (presentation orale)

Mazelle, C., Sauvaud, J.A., **Ferrier, C.**, Fedorov, A., Barabash, S., Zhang, T.L. and Delva, M. Comparative interaction of the ionospheres of Mars and Venus with the solar wind. *American Geophysical Union AGU, Fall meeting 2007* - San Fransisco, USA - (presentation orale)

Fedorov, A., **Ferrier, C.**, Barabash, S., Zhang, T.L. and Sauvaud, J.A. Fine structure of the interface between solar wind and venusian induced magnetosphere. *American Geophysical Union AGU, Fall meeting 2007* - San Fransisco, USA - (presentation orale)

Ferrier, C., Fedorov, A., Sauvaud, J.A., Barabash, S., Lundin, R. and Zhang, T.L. Scale comparison between the magnetosheath and the tail interface of Mars and Venus. *Chapman conference 2008* - San Diego, USA - (presentation orale)

Ferrier, C., Fedorov, A., Sauvaud, J.A., Barabash, S., Lundin, R. and Zhang, T.L. Tail-magnetosheath interface. Mars and Venus comparison. *Groupement De Recherche Européen "cosmophysique" GDRE 2008* - Toulouse, France - (presentation orale)

Fedorov, A., **Ferrier, C.**, Modolo, R., Boesswetter, A., Sauvaud, J.A., Zhang, T.L. and Barabash, S. Plasma acceleration in the magnetotails of Mars and Venus. *Groupement De Recherche Européen "cosmophysique" GDRE 2008* - Toulouse, France - (presentation orale)

Ferrier, C., Fedorov, A., Sauvaud, J.A., Barabash, S., Lundin, R. and Zhang, T.L. Scale comparison between the magnetosheath and tail interface of Mars and Venus. *European Geophysical Union EGU, General Assembly 2008 - Vienne, Autriche* - (poster)

Fedorov, A., **Ferrier, C.**, Modolo, R., Kallio, E., Sauvaud, J.A., Zhang, T.L. and Barabash, S. Plasma acceleration in magnetotails of Mars and Venus. *European Geophysical Union EGU, General Assembly 2008 - Vienne, Autriche* - (poster)

Ferrier, C., Fedorov, A., Sauvaud, J.A., Barabash, S., and Zhang, T.L. The mechanisms of acceleration and escaping of planetary ions at the Venus nightside. *European Planetary Space Congress ESPC 2009 - Münster, Allemagne* - (presentation orale)

Ferrier, C., Fedorov, A., Sauvaud, J.A., Zhang, T.L. and Barabash, S. Acceleration and escape processes of planetary ions at the Venus nightside. *European Geophysical Union EGU, General Assembly 2009 - Vienne, Autriche* - (poster)

Fedorov, A., **Ferrier, C.**, Barabash, S., Zhang, T.L. and Sauvaud, J.A. Fine structure of the interface between solar wind and venusian induced magnetosphere. *European Geophysical Union EGU, General Assembly 2009 - Vienne, Autriche* - (presentation orale)

Bibliographie

- [Acuña et al. (1998)] Acuña, M.H. et al. Magnetic field and plasma observations at Mars : initial results of the Mars Global Surveyor mission. *Science* 279, 1676 (1998).
- [Acuña et al. (1992)] Acuña, M.H. et al. The Mars Observer magnetic fields investigations. *J. Geophys. Res.* 97, 7799-7814 (1992).
- [Alfvén (1957)] Alfvén, H. On the theory of comet tails, *Tellus*, 18, 92-96 (1957).
- [Banks et al. (1968)] Banks, P.M. et al. Charge exchange and ion diffusion for thermal nonequilibrium conditions. *Planet. Space Sci. Vol. 16, Issue 8, p 1019-1022* (1968).
- [Banks et Kockarts. (1973)] Banks, P.M. and Kockarts G. "Aeronomy", *Chap. 15, Academic Press, New-York and London* (1973).
- [Barabash et al. (2004)] Barabash, S. et al. The Analyser of Space Plasma and Energetic Atoms (ASPERA-3) for the Mars Express mission. *ESA publications SP-1240,121-139* (2004).
- [Barabash et al. (2007)] Barabash, S. et al. The Analyser of Space Plasma and Energetic Atoms (ASPERA-4) for the Venus Express mission. *Planet. Space Sci. 55, 1172-1792* (2007).
- [Barabash et al. (2007)] Barabash, S., Fedorov, A., Lundin, R. and Sauvaud, J.A. Martian Atmospheric Erosion Rate. *Science*, 315, 501-503 (2007).
- [Barabash et al. (2007)] Barabash, S. et al. The loss of Venus through the plasma wake. *Nature* 450, 650-653, doi: 10.1038/nature06434 (2007).
- [Benna et al. (2009)] Benna et al. Modeling the response of the induced magnetosphere of Venus to changing direction using MESSENGER and Venus Express observations. *Geophys. Res. Lett. Vol. 36 L04109, doi:10.1029/2008GL036718* (2009).

- [Bertucci et al. (2003)] Bertucci, C. et al. Magnetic field draping enhancement at Venus : an evidence for a magnetic pile up boundary. *Geophys. Res. Lett. Vol. 30, No 17,1876 doi: 10.1029/2003GL0172,71* (2003).
- [Bertucci et al. (2005)] Bertucci, C. et al. Structure of the magnetic pileup boundary at Mars and Venus. *J.Geophys. Res. Vol. 110, A01209 doi: 10.1029/2001JA009224* (2005).
- [Biermann et al. (1967)] Biermann, L., Brosowsk, and B., Schimdt, H.U. The interaction of the solar wind with a comet. *Sol. Phys. 1, 254* (1967).
- [Brace et al. (1987)] Brace, L.H. et al. The ionotail of Venus - Its configuration and evidence for ion escape. *J. Geophys. Res. 92, 15-26* (1987).
- [Breus et al. (1991)] Breus, T.K., Dubinin, E., Krymsky, A.M., Lundin, R. and Luhmann, J.G. The solar wind interaction with Mars - consideration of Phobos-2 mission observations of an ion composition boundary. *J. Geophys. Res. 96(A7), 11,165-1,174* (1991).
- [Brinkmann (1971)] Brinkmann, R.T. More comments on the validity of Jean's escape rate. *Planet. Space Sci. 19, 791-794* (1971).
- [Carlson et Mc Fadden (1998)] Carlson, C.W. and Mc Fadden, J.P. *Geophysical Monograph 102 p125-140* (1998).
- [Chamberlain (1961)] Chamberlain, J.W. Interplanetary gas. III. A hydrodynamic model of the corona. *Astrophys. J. 133, 675-687* (1961).
- [Chamberlain (1963)] Chamberlain, J.W. Planetary coronae and atmospheric evaporation. *Planet. Space Sci. 11, 901-960* (1963).
- [Chassefière (1996)] Chassefière, E. Hydrodynamic escape of oxygen from primitive atmospheres: applications to the case of Venus and Mars. *Icarus, 124, 537-552* (1996a).
- [Chassefière (1996)] Chassefière, E. Hydrodynamic escape of hydrogen from a hot water-rich atmosphere: the case of Venus. *J. Geophys. Res. 101, 26039-26056* (1996b).
- [Chassefière (1997)] Chassefière, E. Loss of water on the young Venus: the effect of a strong solar wind. *Icarus 126, 229-232* (1997).
- [Chyba (1990)] Chyba, C.F. Impact delivery and erosion of planetary oceans in the early inner solar system. *Nature 343, 129-133 /doi: 10.1038/343129a0* (1990).

- [Coates (1971)] Coates, A.J. Cometary plasma energisation. *Ann. Geophysicae, Vol. 9, p158-169*, 1991.
- [Cowley (1976)] Cowley, S.W.H. Comments on the merging of non-antiparallel magnetic fields. *J. Geophys. Res., 81, 3455-3458* (1976).
- [Cowley (1982)] Cowley, S.W.H. The cause of convection in the Earth magnetosphere: A review of developments during the IMS. *Rev. of Geophys. and Space Phys., 20, 531-*(1982).
- [Cowley (1995)] Cowley, S.W.H. Theoretical perspectives of the magnetopause: A tutorial review. in Physics of the magnetopause, ed. P. Song, B.U.Ö. Sonnerup, and M.F. Thomsen. *Geophys. Monogr. Ser., vol. 90, p. 29, AGU, Whashington D.C* (1995).
- [Cravens (2004)] Cravens, T.E., Gombosi, T.I. Cometary magnetospheres: a tutorial. *Adv. in Space Res. 33, 1968-1976* (2004).
- [Donahue et al. (1982)] Donahue, T.M., Hoffman, J.H. and Watson, A.J. Venus was wet - a measurement of the ratio of deuterium to hydrogen. *Science 216, 630-633* (1982).
- [Dubinin et al. (1993)] Dubinin, E., Lundin, R., Norberg, O. and Pissarenko, N. Ion acceleration in the martian tail. *J. Geophys. Res. 98, 3991-3997* (1993).
- [Dubinin et al. (2006)] Dubinin, E. et al., Electric fields within the martian magnetosphere and ion extraction: ASPERA-3 observations. *Icarus, Vol. 182, Issue 2, 337-342* (2006).
- [Ergun et al. (2006)] Ergun, R.E. et al. Role of plasma waves in Mars atmosphere loss. *Geophysical Research Letter, Vol. 33, L14103, doi:10.1029/2006 GL 025785* (2006)
- [Fedorov (2000)] Fedorov, A., Dubinin, E., Song, P., Budnick, E., Larson, P. and Sauvaud, J.A. Characteristics of the exterior cusp for steady southward interplanetary magnetic field : interball observations. *J. Geophys. Res. 15, 947-957* (2000).
- [Fedorov et al. (2006)] Fedorov, A. et al. Structure of the Martian wake. *Icarus 182, 329-336* (2006).
- [Fedorov et al. (2008)] Fedorov, A., Ferrier, C. et al. Comparative analysis of Venus and Mars magnetotails. *Planet. Space Sci. 56, 812-817* (2008).
- [Fedorov et al. (2009)] Fedorov, A., Barabash, S., Sauvaud, J.A., Futaana, Y., Zhang, T.L., Lundin, R. and Ferrier, C. Venusian Atmospheric erosion rate. *Science (submitted)* (2009).

- [Ferrier et al. (2009)] Ferrier, C., Fedorov, A., Sauvaud, J.A., Barabash, S. and Zhang, T.L. The fine structure of the interface between solar wind and induced magnetosphere of Venus. *J. Geophys. Res.* XXX, XX,(accepted) (2009).
- [Fox (1993)] Fox, J.L. On the escape of oxygen and hydrogen from Mars. *Geophys. Res. Lett.* 20, 1847-1850 (1993).
- [Fox et Ha (1999)] Fox, J.L. and Ha, A. Velocity distribution of C atoms in CO⁺ dissociative recombination: implications for photochemical escape of C from Mars. *J. Geophys. Res.* 104, 24,729-24,737 (1999).
- [Fox et Bakalian (2001)] Fox, J.L. and Bakalian, F.M. Photochemical escape of atomic carbon from Mars. *J. Geophys. Res.* 106, 28, 785-28,795 (2001).
- [Fuselier (1991)] Fuselier, S.A., Klumpar, D.M. and Shelley, E.G. Ion reflection and transmission during reconnection at the earth's subsolar magnetopause. *Geophys. Res. Lett.* 18(2) 139-142 (1991).
- [Guglielmi et Lundin (2001)] Guglielmi, A. and Lundin, R. Ponderomotive upward acceleration of ions by ion cyclotron and Alfvén waves over polar regions. *J. Geophys. Res.* Vol.106, No A7, p13-219,13-236 (2001)
- [Hartle et Grebowsky (1995)] Hartle, R.E. and Grebowsky, J.M. Planetary loss from light ion escape on Venus. *Adv. Space Res.* Vol. 15, No 4 PP(4) 117- (4) 122 (1995).
- [Harwit et Hoyle (1962)] Harwit, M., and Hoyle, F. Plasma dynamics in comets,2,Influence of magnetic fields. *Astrophysics. J.* 135-875 (1962).
- [Hodges (2000)] Hodges, R.R. Distribution of hot oxygen for Venus and Mars. *J. Geophys. Res.* 105, 6971-6981 (2000).
- [Hoffman-Teller (1950)] Hoffman, F. de and Teller, E. Magnetohydrodynamics shocks. *Phys. Rev.*, 80, 692, (1950).
- [Hoffman et al. (1980)] Hoffman, J.H. et al. Composition of the Venus atmosphere from the Pioneer Venus mass spectrometer. *J. Geophys. Res.* 85, 7882-7890 (1980).
- [Holzer et Banks (1969)] Holzer, T.E and Banks, P.M. Accidentally resonant charge exchange and ion momentum transfer. *Planet. Space Sci.* Vol. 17, Issue 5, p 1074-IN10+1075 (1969).
- [Hunten (1973)] Hunten, D.M. The escape of light gases from planetary atmospheres. *J. Atmos. Sci.* 30, 1481-1494 (1973).

- [Hunten (1987)] Hunten, D.M., Pepin, R.O. and Walker, J.C.G. Mass fractionation in hydrodynamic escape. *Icarus* 69, 532-549 (1987).
- [Jakosky et Phillips (2001)] Jakosky, B.M. and Phillips, R.J. Mars' volatile and climate history. *Nature*, 412, 237-244 (2001).
- [Jeans (1925)] Jeans, J.H. The dynamical theory of gases. *Cambridge University Press* (1925).
- [Kallio et al. (1995)] Kallio, E., Koskinen, H., Barabash, S., Nairn, C. and Schwingshuh, K. Oxygen outflow in the martian magnetotail. *Geophys. Res. Lett.* 22, 2449-2452 (1995).
- [Kallio (1996)] Kallio, E. An empirical model of the solar wind flow around Mars. *J. Geophys. Res.* 101, 11133-11147 (1996).
- [Kallio et al. (2006)] Kallio, E., Jarvinen, R., Janhunen, P. Venus-solar wind interaction : asymmetries and the escape of O⁺ ions. *Planet. Space Sci.*, 54, 1472-1481 (2006).
- [Kallio et al. (2007)] Kallio, E. et al. The Venusian induced magnetosphere : A case study of plasma and magnetic field measurements on the Venus Express mission. *Planet. Space Sci.* (2007).
- [Kasting et Pollack (1983)] Kasting, J.F. and Pollack, J.B. Loss of water from Venus. I. Hydrodynamic escape of hydrogen. *Icarus* 53, 479-508 (1983).
- [Kim et al. (1998)] Kim, J., Nagy, A.F., Fox, J.L. and Cravens, T.E. Solar cycle variability of hot oxygen atoms at Mars. *J. Geophys. Res.* 103, 29,339 (1998).
- [Kotova (200)] Kotova, G.A. et al. On the possibility of identifying heavy ion acceleration processes in the magnetotail of Mars. *Earth Planet. Sci.*, 52, 561-565 (2000).
- [Krasnopolsky (1994)] Krasnopolsky, V.A., Bowyer, S., Chakrabarti, S., Gladstone, G.R. and McDonald, J.S. First measurement of helium on Mars: implications for the problem of radiogenic gases on the terrestrial planets. *Icarus*, 109, 337-341 (1994).
- [Kulikov et al. (2006)] Kulikov, Yu. et al. Atmospheric and water loss from early Venus. *Planetary and Space Science, Vol. 54 Issue 13-14, p 1425-1444* (2006).
- [Lammer et Bauer (1991)] Lammer, H. and Bauer, S.J. Non-thermal atmospheric escape from Mars and Titan. *J. Geophys. Res.* 96, 1819-1825 (1991).
- [Lammer et al. (1996)] Lammer, H., Stumptner, W. and Bauer, S.J. Loss of H and from Mars: implications for the planetary water inventory. *Geophys. Res. Lett.* 23, 3353-3356 (1996).

- [Lammer et al. (2003)] Lammer, H. et al. Loss of water from Mars: implications for the oxidation of the soil. *Icarus*, 165, 9-25 (2003).
- [Lammer et al. (2006)] Lammer, H. et al. Loss of hydrogen and oxygen from the upper atmosphere of Venus. *Planet. Space Sci.* 54, 1445-1456 (2006).
- [Lichtenegger et Dubinin (1998)] Lichtenegger, H. and Dubinin, E. Model calculations of the planetary ions distribution in the martian tail. *Earth Planet Space* 50, 445-452 (1998).
- [Kockwood (1996)] Kockwood, M., Cowley, S.W.H. and Onsager, T.G. Ion acceleration at both the interior and the exterior Alfvén waves associated with the magnetopause reconnection site: Signatures in cusp precipitation. *J. Geophys. Res.* 101, 21,501-21,513 (1996).
- [Luhmann (1984)] Luhmann, J.G., Russel, C.T. and Elphic, R.C. Time scales for the decay of induced large-scale magnetic fields in the Venus ionosphere. *J. Geophys. Res.* 89, 362-368 (1984).
- [Luhmann et al. (1986)] Luhmann, J.G. et al. The solar wind interaction with Venus. *Space Sci. Rev. (ISSN 0038-6308)*, 1-80 (1991).
- [Luhmann et al. (1991)] Luhmann, J.G. et al. A comparison of induced magnetotail of planetary bodies : Venus, Mars and Titan. *J. Geophys. Res.* 96, 5457-5467 (1991).
- [Luhmann et al. (1991)] Luhmann, J.G. and Cravens, T.E. Magnetic fields in the ionosphere of Venus. *Space Sci. Rev.* 55, 201-274 (1991).
- [Luhmann et Kozyra (1991)] Luhmann, J.G. and Kozyra, J.U. Dayside pickup oxygen ion precipitation at Venus and Mars: spatial distributions, energy deposition and consequences. *J. Geophys. Res.* 96, 5457-5468 (1991).
- [Luhmann et Brace (1991)] Luhmann, J.G. and Brace, L.H. *Reviews of geophysics, Near-Mars space.* 29, 121-140 (1991).
- [Luhmann et al. (1992)] Luhmann, J.G., Johnson, R.E. and Zhang, M.H.G. Evolutionary impact of sputtering of the Martian atmosphere by O^+ pick-up ions. *Geophys. Res. Lett.* 19, 2151-2154 (1992).
- [Luhmann et al. (1997)] Luhmann, J.G. and Russell, C.T. Venus : Magnetic Field and magnetosphere. *Encyclopedia of Planetary Sciences* 905-907 (1997).

- [Luhmann et al. (2002)] Luhmann, J.G. et al. The Martian magnetosheath : how Venus-like ? *Planet. Space Sci.* 50, 489-502 (2002).
- [Luhmann et al. (2004)] Luhmann, J.G., Ledvina, S.A., Russell, C.T. Induced Magnetospheres. *Adv. in Space Res.* 33, 1905-1912 (2004).
- [Luhmann et al. (2006)] Luhmann, J.G. et al. Venus O^+ pickup ions : Collected PVO results and expectations for Venus Express. *Planet. Space Sci.* 54, 1457-1471 (2006).
- [Lundin et al. (1989)] Lundin, R. et al. First measurements of the ionospheric plasma escape from Mars. *Nature* 341, 609-612 / doi:10.1038/341609a0 (1989).
- [Lundin and Barabash (2004)] Lundin, R. and Barabash, S. The wakes and magnetotails of Mars and Venus. *Adv. in Space Res.* 33, 1945-1955 (2004).
- [Lundin et al. (2007)] Lundin, R., Lammer, H and Ribas, I. Planetary magnetic fields and solar forcing: implications for atmospheric evolution. *Space Science Reviews, Vol. 129, Issue 1-3, p 245-278* (2007).
- [Ma et al. (2002)] Ma, Y., Nagy, A.F., Hansen, K.C., DeZeeuw, D.L. and Gombosi, T.I. Three-dimensional multispecies MHD studies of the solar wind interaction with Mars in the presence of crustal fields. *J. Geophys. Res.* 107, doi: 10.1029/2002JA009293 (2002).
- [McComas et al. (1986)] McComas, D.J. et al. The Average Magnetic Field Draping and Consistent Plasma Properties of the Venus Magnetotail. *J. Geophys. Res.* 91, 7939-7953 (1986).
- [Mc Comas et al. (1987)] Mc Comas, D.J., Gosling, J.T., Russel, C.T. and Slavin, J.A. Magnetotails of unmagnetized bodies : comparison of comet Giacobini Zinner and Venus. *J. Geophys. Res.* 92, 10,111-10,117 (1987).
- [Mc Elroy (1972)] Mc Elroy, M.B. Mars: An evolving atmosphere. *Science*, 175, 443 (1972).
- [Mazelle et al. (1989)] Mazelle C. et al. Analysis of suprathermal electron properties at the magnetic pile up boundary of comet P/Halley. *Geophys. Res. Lett.* 16(9) 1035-1038 (1989).
- [Mazelle et al. (1991)] Mazelle C. et al. Ultra low frequency waves at the magnetic pile up boundary of comet P/Halley. *Adv. in Space Res.* 11, 73-77 (1991).

- [Modolo et al. (2005)] Modolo, R., Chanteur, G.M., Dubinin, E. and Matthews, A.P. Influence of the Solar EUV flux on the martian plasma environment. *Ann. Geophys.*, *23* (2005).
- [Modolo et al. (2006)] Modolo, R. et al. Simulated solar wind plasma interaction with the martian exosphere: influence of the solar wind EUV flux on the bow shock and the magnetic pile up boundary. *Ann. Geophys.*, *24*, 3403-3410 (2006).
- [Nagy et al. (1990)] Nagy, A.F., Gombosi, T.I., Szego, K., Sagdeev, R.Z., Shapiro, V.D and Shevchenko, V.I. Venus Mantle - Mars Planetosphere: What are the similarities and the differences ? *Geophys. Res. Lett.* *17*, 865-868 (1990).
- [Nagy et al. (2001)] Nagy, A.F., Liemohn, M.W., Fox, J.L. and Kim, J. Hot carbon densities in the exosphere of Mars. *J. Geophys. Res.* *106*, 21565-21568 (2001)
- [Nagy et al. (2004)] Nagy et al. The plasma environment of Mars. *Space Sci. Rev.* *111*, 33-114 (2004).
- [Öpik et Singer (1961)] Öpik, E.J. and Singer, S.F. *Distribution of density in a planetary exosphere. II. Phys. Fluids* *4*, 221-233, (1961).
- [Owen (1992)] Owen, T. The composition and early history of the atmosphere of Mars. "Mars" eds. H.H. Kieffer, B.M. Jakosky, C.W. Snyder and M.S. Matthews (*Tuscon & London: The University of Arizona Press*), pp 818-833 (1992).
- [Phillips et al. (1986)] Phillips, J.L., Luhmann, J.G., and Russel, C.T. Magnetic Configuration of the Venus Magnetosheath. *J. Geophys. Res.* *91*, 7931-7938 (1986).
- [Phillips et al. (1991)] Phillips, J.L. and Mc Comas, D.J. The magnetosheath and magnetotail of Venus. *Space Sci. Rev. (ISSN 0038-6308)* *55*, 1-80 (1991).
- [Rosenbauer et al. (1989)] Rosenbauer et al. Ions of martian origin and plasma sheet in the martian magnetosphere - initial results of the TAUS experiment. *Nature (ISSN 0028-0836)*, *341*, 612-614 (1989).
- [Russell (1983)] Russell, C.T. and Vaisberg, O.L. "Venus" University of arizona Press, Tuscon.
- [Russell (1991)] Russell, C.T. Planetary magnetospheres. *Science Progress*, *75*, 93-105 (1991).
- [Russell et al. (2006)] Russell, C.T., Luhmann, J.G., Strangeway, R.J. The Solar wind interaction with Venus through the eyes of the Pioneer Venus Orbiter. *Planet. Space Sci.* *54*, 1482-1493 (2006).

- [Sauer et al. (1995)] Sauer, K., Bogdanov, A. and Baumgartel, K. The protonopause - an ion composition boundary in the magnetosheath of comets, Venus and Mars. *Adv. Spa. Res. 16, 153-158* (1995).
- [Saunders and Russel (1986)] Saunders, M.A., Russel, C.T. Average dimension and magnetic structure of distant Venus magnetotail. *J. Geophys. Res. 91, 5598-5604* (1986).
- [Selsis (2005)] Selsis, F. Formation planétaire et exoplanètes, *Chap X, Ecole CNRS de Goutelas XXVIII* (2005).
- [Shimazu et Urabe (1968)] Shimazu, Y. and Urabe, T. An energetic study of the evolution of the terrestrial and cytherean atmospheres. *Icarus 9, 498-506* (1968).
- [Skula et al. (1996)] Skula, P.K., Stefano, L., Bingham, R. and Dendy, R.O. Ponderomotive force acceleration of ions in the auroral region. *J. Geophys. Res. Vol. 101, No A12, p27-449,27-451* (1996).
- [Spreiter and Stahara (1980)] Spreiter, J.R., Stahara, S.S. A new predictive model for determining solar wind terrestrial planets interaction. *J. Geophys. Res. 85, 6769-6777* (1980).
- [Stevenson et al. (1983)] Stevenson, D.J., Spohn, T. and Schubert, T. Magnetism and thermal evolution of the terrestrial planets. *Icarus 54, 466-489* (1983).
- [Tanaka et al. (2000)] Tanaka. Effect of decreasing pressure and the plasma mixing recess on the solar wind interaction with non-magnetized planets. *Adv. Spa. Res. 26, 1577-1586* (2000).
- [Tatrallyay et al. (1983)] Tatrallyay, M. et al. Factors controlling the location of the Venus bow shock. *J. Geophys. Res. 88, 5613,5621* (1983).
- [Trotignon et al. (1996)] Trotignon et al. Martian planetopause as seen by the plasma wave system onboard Phobos-2. *J. Geophys. Res. 101, 24965-24978* (1996).
- [Trotignon et al. (2006)] Trotignon, J.G., Mazelle, C., Bertucci, C. and Acuña, M. Martian shock and magnetic pile up boundary positions and shapes determined from the Phobos-2 and Mars Global Surveyor data sets. *Planet. Spa. Sci. 54, 357-369* (2006).
- [Trotignon (2006)] Trotignon, J.G. Some similarities and differences between the Mars and Venus solar wind interaction. *Adv. in Geosciences, Vol. 7: planetary science* (2006).

- [Vaisberg et Zeleny (1984)] Vaisberg, O.L. and Zeleny, L.M. Formation of the plasma mantle in the Venusian magnetosphere. *Icarus*, 58, 412-430 (1984).
- [Vaisberg et al. (1989)] Vaisberg, O.L., Smirnov, V.N., Zastenker, G.N. and Fedorov, A.O. Experimental data on the plasma shells of Mars, Venus, and comet Halley and Giacobini-Zinner - Comparison of loading effects. *Cosmic Research*, 27, 748-760 (1989).
- [Vaisberg et al. (1990)] Vaisberg, O.L., Luhmann, J.G. and Russell, C.T. Plasma observations of the solar wind with Mars. *J. Geophys. Res.* 95, 14841-14852 (1990).
- [Vidal-Majar (2003)] Vidal-Majar et al. *Nature* 422-143 (2003).
- [Vignes et al. (2000)] Vignes et al. The solar wind interaction with the Mars : location and shapes of the BS and the MPB from the observations of the MAG/ER experiment onboard MGS. *Geophys. Res. Lett.* 27, 49 (2000).
- [Zahnle et Kasting (1986)] Zahnle, K.J. and Kasting, J.F. Mass fractionation during transonic escape and implications for loss of water from Mars and Venus. *Icarus* 68, 462-480 (1986).
- [Zhang et al. (1990)] Zhang, T.L., Luhmann, J.G. and Russell, C.T. The solar cycle dependence of the location and shape of the Venus bow shock. *J. Geophys. Res.* 95, 14961-14967 (1990).
- [Zhang et al. (1991)] Zhang, T.L., Luhmann, J.G. and Russell, C.T. The magnetic barrier at Venus. *J. Geophys. Res.* 96, 11145-11153 (1991).
- [Zhang et al. (1991)] Zhang, T.L., Schwingenschuh, K., Russell, C.T., Luhmann, J.G. Asymmetry in the location of the Venus and Mars bow shock. *Geophys. Res. Letters* 18 (2) 127-129 (1991).
- [Zhang et al. (1993)] Zhang, M.H.G., Luhmann, J.G., Nagy, A.F., Spreiter, J.R. and Stahara, S. Oxygen ionization rates at Mars and Venus: relative contributions of impact ionisation and charge exchange. *J. Geophys. Res.* 98, 3311 (1993a).
- [Zhang et al. (1993)] Zhang, M.H.G., Luhmann, J.G., Bougher, S.W. and Nagy, A.F. The ancient oxygen exosphere of Mars: implication for atmospheric evaluation. *J. Geophys. Res.* 98, 10915-10923 (1993b).

- [Zhang et al. (2006)] Zhang, T.L., et al. Magnetic field investigations of the Venus plasma environment : Expected new results from Venus Express. *Planet. Space Sci.* 54, 1336-1343 (2006).
- [Zhang (2008)] Zhang, T.L. et al. Initial Venus Express magnetic field observations of the bow shock at solar minimum. *Planet. Space Sci.* 56, 785-789 (2008).
- [Zhang (2008)] Zhang, T.L. et al. Initial Venus Express magnetic field observations of the magnetic barrier at solar minimum. *Planet. Space Sci.* 56, 790-795 (2008).