



HAL
open science

Étude de l'Interaction du Vent Solaire avec Mars: Implications sur les Mécanismes d'Échappement Atmosphérique

César Bertucci

► **To cite this version:**

César Bertucci. Étude de l'Interaction du Vent Solaire avec Mars: Implications sur les Mécanismes d'Échappement Atmosphérique. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2003. Français. NNT: . tel-00010454

HAL Id: tel-00010454

<https://theses.hal.science/tel-00010454v1>

Submitted on 6 Oct 2005

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

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

UNIVERSITÉ TOULOUSE III - PAUL SABATIER
UFR Physique, Chimie, Automatique

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III
Spécialité : Planétologie: Physique des Plasmas Spatiaux

Soutenue le 2 décembre, 2003
par

César BERTUCCI

**ÉTUDE DE L'INTERACTION DU VENT SOLAIRE
AVEC MARS: IMPLICATIONS SUR LES
MÉCANISMES D'ÉCHAPPEMENT ATMOSPHÉRIQUE**

Directeur de thèse: Christian MAZELLE

JURY

M.	H. RÈME, Professeur à l'Université Paul Sabatier	Président
M.	G. CHANTEUR, Directeur de recherche au CNRS	Rapporteur
M.	J-G. TROTIGNON, Chargé de recherche au CNRS	Rapporteur
M.	M.H. ACUÑA, Directeur de recherche à la NASA	Examineur
M.	G. BELMONT, Directeur de recherche au CNRS	Examineur
Mme.	M. DOUGHERTY, Professeur à l'Imperial College.	Examineur
M.	C. MAZELLE, Chargé de recherche au CNRS	Examineur

*A la mémoire de mes grands-pères Abel et Pascasio,
de ma grand-mère Rosa,
et à ma grand-mère Julia.*

Remerciements

Ce mémoire de thèse est le résultat d'un parcours qui a commencé en 1998 un mercredi 26 août quand j'ai visité le Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (CESR) pour la première fois. A l'époque, j'étais un étudiant en astronomie intéressé dans les sciences spatiales. Deux ans plus tard, et après s'être battu pour une bourse doctorale, j'arrivais au CESR en tant qu'étudiant en thèse. Aujourd'hui, ce projet s'est finalement réalisé grâce au soutien inconditionnel de deux personnes: Christian Mazelle et Mario Acuña. Merci Christian pour m'avoir appris à être un chercheur exigeant et honnête. Merci Mario pour m'avoir permis de réaliser le rêve de travailler dans un projet spatial et pour être venu spécialement de Washington pour faire partie du jury.

Je voudrais également exprimer ma profonde reconnaissance aux membres du jury: Henri Rème, professeur de l'Université Paul Sabatier et membre de l'équipe MGS MAG/ER, Jean Gabriel Trotignon (LPCE, Orléans), Gérard Chanteur (CETP, Velizy), Gérard Belmont (CETP, Velizy) et Michele Dougherty (Imperial College) pour avoir accepté d'évaluer ce manuscrit ainsi que pour vos remarques.

Je remercie également toute l'équipe MGS MAG/ER, Konrad Sauer, James Slavin, Christopher Russell, Andrew Nagy, Magda Delva, David Attié et Romain Simon pour les discussions très intéressantes que nous avons eues, ainsi que Cathy Duvallet pour son efficacité et sa patience pour résoudre les problèmes informatiques.

Merci Fefi pour ton aide dans la mise en page du manuscrit et merci d'être mon soutien pendant toutes ces années, spécialement lors des moments difficiles: j'espère un jour pouvoir te rendre tout ce que tu m'as donné. Merci à mes parents (et mes grands amis) César et Gladys pour votre soutien affectif en tout moment, et je ne veux pas oublier mes amis du CESR, en particulier Hanna Sabat, Xavier Dupac, Berengère Parise, Bruce Gendre, Olivier Godet, Nathalie Boudet, et Claire Vallat.

Enfin, je tiens à remercier les institutions qui m'ont soutenu financièrement pendant la crise économique la plus grave que l'Argentine n'a vécu: le Ministère de l'Education d'Argentine, l'Ambassade de France à Buenos Aires, le CROUS de Toulouse, et le Centre Nationale de la Recherche Scientifique (CNRS). J'espère avoir été à la hauteur de vos attentes.

Table des Matières

	Page
Introduction	1
I. L'interaction du vent solaire avec Mars	5
I.1 Généralités sur l'interaction du vent solaire avec Mars: La situation avant l'arrivée de MGS.	7
I.1.1 Région en amont du choc.	12
I.1.2 Pré-choc.	17
I.1.3 L'onde de choc.	20
I.1.4 La magnétogaine.	26
I.1.5 La "planétopause".	26
I.1.6 La barrière magnétique et l'obstacle final martien.	30
I.2 Modèles d'interaction du vent solaire avec Mars.	31
I.2.1 Dynamique des gaz plus champ magnétique convecté.	33
I.2.2 MHD monofluide.	35
I.2.3 MHD Hall multifluide.	38
I.2.4 Modèles cinétiques et hybrides.	41
II. Les moyens expérimentaux et les principales méthodes d'analyse	45
II.1 Mars Global Surveyor.	47
II.1.1 La mission.	47
II.1.2 L'expérience MAG/ER.	50
II.2 Méthodes d'analyse.	59
II.2.1 L'analyse de Minimum de variance (MVA).	59
II.2.1.1 Application à l'étude d'ondes.	61
II.2.1.2 Détermination de la normale à une frontière.	62
II.2.2 Analyse de Fourier et en ondelettes.	63
II.3 Etude de l'effet des champs parasites.	68

III. Mesures in situ de l'interaction vent solaire-Mars d'après Mars Global	
Surveyor	75
III.1 Le vent solaire en amont du choc martien.	79
III.2 L'onde de choc.	85
III.3 La magnétogaine.	91
III.4 La frontière et la région d'empilement magnétique (MPB et MPR).	94
III.5 La frontière des photoélectrons (PEB) et l'ionosphère.	104
III.6 Les champs d'origine crustale.	106
IV. Etude des ondes électromagnétiques basse-fréquence en amont du choc martien	109
IV.1 Ondes à la fréquence cyclotron des protons.	111
IV.1.1 Ondes cohérentes à la fréquence cyclotron des protons.	111
IV.1.1.1 Observations.	111
IV.1.1.2 Discussion.	141
IV.1.2 Ondes raidies ou "Steepened waves".	165
IV.2 Conséquences sur l'échappement atmosphérique.	182
V. Etude de la frontière d'empilement magnétique (MPB)	185
V.1 Etude de la topologie du champ magnétique.	187
V.1.1 Augmentation de l'enroulement des lignes de champ.	187
V.1.1.1 Méthode.	188
V.1.1.2 Résultats pour Mars.	191
V.1.1.3 Etude comparative d'autres objets non magnétisés (comètes et Venus).	198
V.1.1.4 Discussion.	214
V.1.2 Détermination de la normale à la frontière.	221
V.1.2.1 Résultats pour Mars.	222
V.1.2.2 Etude autour de Venus.	225
V.1.2.3 Discussion sur les propriétés locales de la discontinuité.	227
V.1.3 Conclusions.	230

V.2 Ondes a basse fréquence autour de la MPB.	236
V.2.1 Observations.	236
V.2.2 Discussion.	241
V.3 Conclusions générales.	245
Conclusions et Perspectives	247
Annexe	251
Références Bibliographiques	255

Introduction

Mars est, après la Terre, la planète la plus étudiée par les sondes spatiales. Pourtant, la nature de son interaction avec le vent solaire, le plasma magnétisé constitué principalement par des protons et des électrons en expansion radiale depuis la couronne solaire, a été en débat pour longtemps jusqu'à récemment.

Dans un plasma spatial comme le vent solaire aux environs de Mars, les collisions entre particules sont extrêmement rares, le libre parcours moyen d'un proton aux alentours de Mars étant de l'ordre de 10^9 km. Pour cette raison il reçoit l'appellatif de "non collisionnel". Dans un tel plasma, la longueur de Debye (de l'ordre de ~ 10 m) est très petite devant les échelles spatiales typiques des structures d'interaction (de l'ordre de quelques milliers de km). En conséquence, les parties éloignées du plasma interagissent par le biais d'interactions collectives et non par interactions individuelles. Les interactions collectives se produisent par l'intermédiaire des forces électriques et magnétiques dues à répartition des densités de charge et de courant électrique dans le plasma. En plus d'être non collisionnel, et magnétisé (puisqu'il transporte avec lui le champ magnétique coronal), le plasma du vent solaire est supersonique. En conséquence, ses particules n'arrivent pas à être "averties" de la présence des obstacles dans l'écoulement, et donc en général nous aurons devant chaque obstacle une onde de choc qui se forme afin que l'écoulement puisse contourner le corps.

C'est à propos de la nature de l'obstacle martien que portaient les principales questions. On savait que Mars était entourée par une couronne de plasma formée par des particules d'origine atmosphérique ionisées principalement par les radiations électromagnétiques du Soleil. On savait également que l'interaction du vent solaire avec ces particules se faisait au niveau microscopique où les champs magnétique et électrique servent de liaison entre les propriétés physiques des deux populations grâce à l'action des ondes qui se développent. Au niveau macroscopique, cette interaction va provoquer le ralentissement de l'écoulement du vent solaire par l'incorporation des particules d'origine planétaire et donc l'échappement de ces particules loin de la planète, ainsi que l'apparition de frontières plasma à l'intérieur de l'onde de choc.

Or, avant l'arrivée de la sonde Mars Global Surveyor (MGS) le 11 septembre 1997, on ignorait si la planète possédait en plus un champ magnétique global généré par l'effet dynamo comme dans le cas de la Terre qui soit capable d'empêcher l'échappement de ces particules chargées. Cette énigme a été élucidée avec l'arrivée de MGS et plus précisément grâce aux mesures des deux magnétomètres et du spectromètre d'électrons groupés dans l'expérience MAG/ER. En effet, l'orbite parcourue par la sonde pendant l'étape initiale de la mission lui a permis de se rapprocher suffisamment de la planète (~ 100 km d'altitude) pour confirmer définitivement, qu'un tel champ n'y existe pas.

Suite à cette découverte, MGS s'est consacrée à caractériser l'environnement martien au cours de plusieurs années terrestres jusqu'à présent en caractérisant les propriétés du champ magnétique et celles des électrons du plasma entourant la planète.

Le principal objectif de ce travail de thèse est l'analyse et l'interprétation des données fournies par l'expérience MAG/ER afin d'étudier le couplage électrodynamique entre le vent solaire et l'environnement neutre martien via les processus d'ionisation en essayant d'examiner quelles sont les conséquences de cette interaction sur l'échappement de son atmosphère. Cette thèse est le résultat d'un travail de 3 ans sous la direction de Christian Mazelle dans le Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (CESR) à Toulouse, l'un des laboratoires impliqués dans le développement de l'expérience MAG/ER.

Ce mémoire de thèse comprend 5 chapitres:

Dans le chapitre I, nous présentons l'état de connaissance de l'interaction vent solaire – Mars avant l'arrivée de MGS en décrivant les principales régions et frontières, ainsi que les interprétations à l'issue des observations faites par des missions antérieures. Nous y décrivons aussi les principaux modèles d'interaction du vent solaire avec un corps non magnétisé comme Mars.

Le chapitre II résume les principales caractéristiques de la sonde Mars Global Surveyor et l'expérience MAG/ER en particulier. Ensuite, il décrit les méthodes d'analyse utilisées dans le cadre de ce travail pour le traitement des données MAG/ER, et finalement il explique les méthodes de calibration et de validation de ces données, notamment celles des magnétomètres.

Dans le chapitre III nous synthétisons les principales découvertes et apports faits par l'expérience MAG/ER à bord de MGS depuis le début de la mission en 1997 en y ajoutant quelques études récentes réalisées dans le cadre de cette thèse.

Le chapitre IV est entièrement consacré à l'étude des ondes en amont de l'onde de choc martienne à l'aide des données MAG/ER. Dans ce chapitre nous cherchons à établir des conclusions sur l'étendue de l'exosphère martienne en utilisant des modèles théoriques sur la génération des ondes dans un plasma.

Enfin, dans le chapitre V nous étudions les propriétés physiques d'une frontière observée déjà autour des comètes qui n'était pas prévue par les modèles théoriques classiques: la "frontière d'empilement magnétique". Après avoir caractérisé cette frontière nous démontrons son caractère général pour tout corps non magnétisé possédant une atmosphère.

Chapitre I

L'interaction du vent solaire
avec Mars

Contenu

I.1 Généralités sur l'interaction du vent solaire avec Mars: La situation avant l'arrivée de MGS.

I.1.1 Région en amont du choc.

I.1.2 Pré-choc.

I.1.3 L'onde du choc.

I.1.4 La magnétogaine.

I.1.5 La planétopause.

I.1.6 La barrière magnétique et l'obstacle final martien.

I.2 Modèles d'interaction du vent solaire avec Mars.

I.2.1 Dynamique des gaz plus champ magnétique convecté.

I.2.2 MHD monofluide.

I.2.3 MHD Hall multifluide.

I.2.4 Modèles cinétiques et hybrides.

I.1 Généralités sur l'interaction du vent solaire avec Mars: La situation avant l'arrivée de MGS

Avant l'arrivée de la sonde Mars Global Surveyor (MGS), 5 sondes avaient déjà obtenu des observations in situ de l'environnement ionisé martien: Mariner 4 (1964), Mars-2 et 3 (1972), Mars-5 (1975), et Phobos 2 (1989). Pourtant, la nature de l'interaction avec le vent solaire n'avait pas pu être élucidée à cause de l'absence de mesures magnétiques à basse altitude [par exemple, *Slavin and Holzer, 1982; Axford, 1991; Zakharov, 1992*].

Tableau I.1. Critères pour identifier le type d'interaction martienne [d'après *Vaisberg, 1992a*]

Modèle d'interaction	En faveur	En défaveur
Absorption directe		- Existence de l'onde de choc et de la "magnétopause"
Discontinuité tangentielle	- Arrêt de l'écoulement externe au niveau de la frontière planétaire	- Contrôle partiel de la direction du champ par le champ interplanétaire - Effets d'interaction "visqueuse"
Barrière magnétique	- Augmentation du champ magnétique du côté jour	- Dimension transverse de l'obstacle
Magnétosphérique	- Contrôle partiel de la direction du champ par le champ interplanétaire - Traversées lointaines du choc (?) - Augmentation du champ magnétique du côté jour (?) - Dimension transverse de la queue. - Champ stable dans la queue. - Arrêt de l'écoulement interne au niveau d'une coquille fine (?)	- Arrêt de l'écoulement interne au niveau d'une coquille fine (?) - Localisation moyenne du choc - Contrôle partiel de la direction du champ par le champ interplanétaire. - Faible influence de la pression dynamique sur la position des frontières. - Cas des champs faibles dans la queue. - Interaction visqueuse effet dans l'écoulement externe. - Décroissance de $ \mathbf{B} $ près du périastre.
Magnétosphérique/ Atmosphérique	- Observations mentionnées précédemment.	- Décroissance de $ \mathbf{B} $ près du périastre.

Lorsque la sonde Phobos 2 se préparait à étudier l'interaction du vent solaire avec Mars, deux visions s'opposaient. D'un côté, il y avait l'idée que Mars possédait un champ magnétique dynamo global comme dans le cas de la Terre [par exemple, *Dolginov et al., 1976*]. De l'autre côté, il y avait l'idée que cette interaction était similaire à celle de Vénus, une planète pour laquelle l'absence du champ magnétique

intrinsèque avait été démontrée de façon définitive par la sonde Pioneer Venus [par exemple, *Luhmann and Brace*, 1991]. Ceci impliquait que Mars ne possédait pas de champ magnétique et que par conséquent le vent solaire interagissait directement avec son ionosphère. Le Tableau I.1 résume les arguments en faveur et défaveur des principaux modèles proposés pour l'interaction du vent solaire avec Mars [*Vaisberg*, 1992a].

Malheureusement, l'altitude des périastres (~800 km) des cinq orbites elliptiques initiales de Phobos 2 n'a pas permis de résoudre le problème de l'existence ou non d'un champ magnétique intrinsèque [*Zakharov*, 1992]. Pourtant, comme nous allons le voir, les premiers résultats obtenus par la sonde consolidaient l'hypothèse que l'éventuel champ magnétique intrinsèque martien ne jouait pas un rôle important dans l'interaction [*Vaisberg*, 1992a]. L'état de connaissance de l'interaction du Vent Solaire avec Mars après les observations de la sonde Phobos 2 comprenait les régions et frontières suivantes (Figure I.1):

- Tout d'abord, une région nommée "région en amont", où les effets de la présence de la planète sont déjà évidents [e.g., *Russell et al.*, 1990; *Dubinin et al.*, 2000].
- Le pré-choc, une région particulière incluse dans la précédente et où les lignes de champ magnétique interplanétaire coupent l'onde de choc [e.g., *Trotignon, et al.*, 1992; 2000; *Barabash and Lundin*, 1993; *Delva and Dubinin*, 1998]
- L'onde de choc, située à une distance subsolaire moyenne de $\sim 1.6 R_M$ [e.g., *Schwingschuh et al.*, 1990; *Slavin et al.*, 1991; *Trotignon et al.*, 1991a, b; 1993].
- La magnétogaine, caractérisée par de grandes variations des paramètres du plasma et une grande diversité d'ondes électromagnétiques [e.g., *Dubinin et al.*, 1993].
- Une frontière appelée "planétopause" [*Trotignon et al.*, 1996], "magnétopause" [*Lundin et al.*, 1990], "ion composition boundary" [*Breus et al.*, 1991], "protonopause" [*Sauer et al.*, 1994] etc. Interprétée comme une magnétopause ou simplement comme une structure transitoire, sa nature exacte étant fortement débattue.

- La région limitée par la "planétopause", très peu explorée. Selon l'interprétation, elle s'appelait "magnétosphère" (interaction magnétosphérique), ou "ion cushion" (interaction atmosphérique) [Vaisberg, 1992a].
- Et finalement, pour l'interprétation atmosphérique, l'obstacle final martien [e.g., Luhmann et al., 1987]. Sa nature restait à dévoiler. Si Mars ne possédait pas de champ magnétique intrinsèque, l'obstacle final à l'interaction était probablement une "ionopause" comme dans le cas de Vénus [Brace et al., 1980].

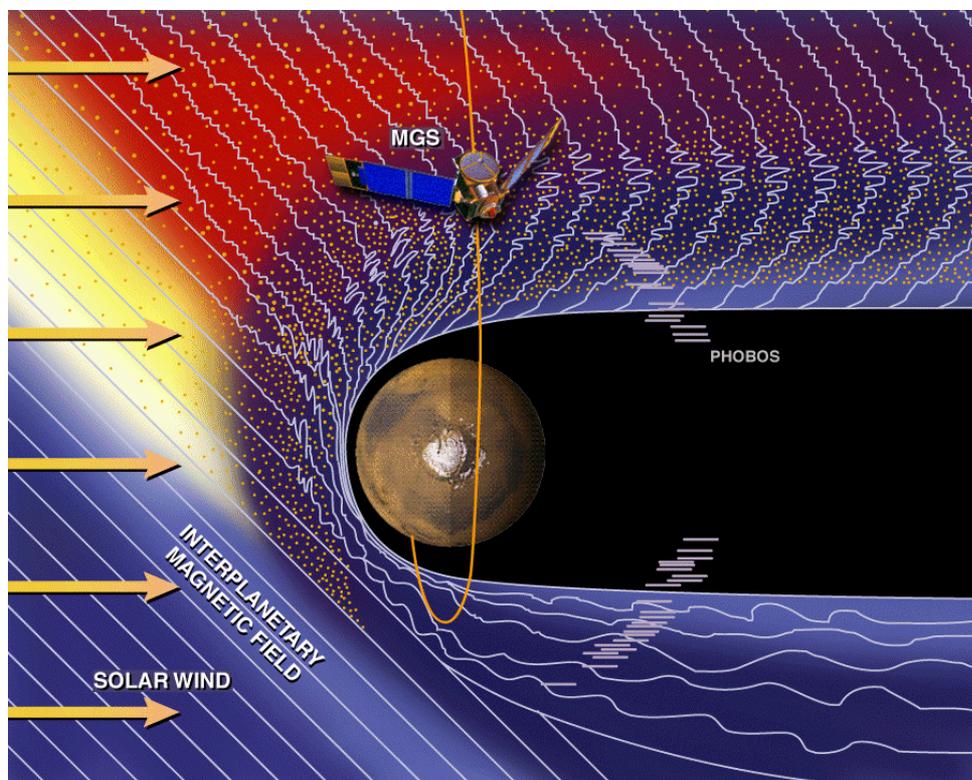


Figure I.1. Vue schématique de l'interaction du vent solaire avec Mars avant l'arrivée de MGS.

Afin de caractériser le plasma du vent solaire autour de Mars nous disposons de quelques paramètres indispensables, auxquels nous ferons référence tout au long de ce travail:

a. Le rayon de giration des protons autour du champ magnétique \mathbf{B}_0 :

$$\rho = \frac{m_p v_{\perp}}{q B_0} \quad (\text{I.1})$$

b. La pulsation cyclotron des ions Ω_i et la fréquence cyclotron des ions f_{ci} :

$$\Omega_i = \frac{eB_0}{m_i} = 2\pi f_{ci} \quad (\text{I.2})$$

c. La longueur d'inertie des ions c/ω_{pi} ou ω_{pi} est la pulsation plasma des ions:

$$\frac{c}{\omega_{pi}} = c \sqrt{\frac{\epsilon_0 m_i}{e^2 n_i}} \quad (\text{I.3})$$

d. La vitesse thermique des ions:

$$v_{ti} = \sqrt{\frac{2k_B T_i}{m_i}} \quad (\text{I.4})$$

e. Vitesse d'Alfven:

$$C_A = \frac{B_0}{\sqrt{m_i \mu_0 n_i}} \quad (\text{I.5})$$

f. Vitesse du son:

$$C_S = \sum_j \gamma_j \frac{k_B T_j}{m_j}, \text{ fréquemment: } C_S = \sqrt{\frac{3T_e}{m_i}} \quad (\text{I.6})$$

g. Le rapport entre la pression thermique et magnétique du plasma:

$$\beta = \frac{\sum_j n_j k_B T_j}{\frac{B_0^2}{2\mu_0}} \quad (\text{I.7})$$

h. Nombre de Mach alfvénique:

$$M_A = \frac{V_{VS}}{C_A} \quad (\text{I.8})$$

i. Nombre de Mach acoustique:

$$M_S = \frac{V_{VS}}{C_S} \quad (\text{I.9})$$

j. Nombre de Mach magnéto-sonore:

$$M_{MS} = \frac{M_A M_S}{\sqrt{M_A^2 + M_S^2}} \quad (\text{I.10})$$

où c est la vitesse de la lumière, k_B est la constante de Boltzmann, e la charge de l'électron, ε_0 est la permittivité du vide, et μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, T_i et T_e les températures des ions et des électrons, B_0 le champ magnétique moyen, n_i la densité des ions d'une espèce déterminée, m_i la masse des ions, V_{VS} la vitesse de l'ensemble du plasma du vent solaire, et γ_j l'indice d'adiabaticité pour l'espèce j .

Les valeurs de ces paramètres nous aideront à caractériser les différentes régions ainsi que les processus prédominants dans chacune d'entre elles. Le Tableau I.2 indique les valeurs de ces paramètres pour la région en amont de l'onde de choc martienne d'après les mesures de la sonde Phobos 2 pendant ses trois premières orbites autour de la planète:

Tableau I.2. Paramètres caractéristiques du vent solaire lors de 3 premières orbites de Phobos 2 autour de Mars [*Tarasov, 1998*].

Paramètres	Orbite 1	Orbite 2	Orbite 3
n_{VS} (cm ⁻³)	2-3	2-3	1-1.5
$ V_{VS} $ (km/s)	750	600	410
$ B $ (nT)	2.7	2.9	2.8
ρ_L (km)	2900	2100	1500
M_A	15-18	11-13	7-8
M_S	9-11	7-8	6-7
M_{MS}	7-9	6-7	4-5
β	3-6	4-8	2-3
T_e (eV)	11	8	8
T_i (eV)	12	15	11

Ces valeurs montrent que le vent solaire aux alentours de Mars est supersonique, superalfvénique, et "chaud" puisque le β est très nettement supérieur à 1.

Dans les prochaines sections nous allons décrire l'état de connaissance de l'interaction vent solaire – Mars avant l'arrivée de MGS. La plupart de ces résultats ont été obtenus à partir des observations de la sonde Phobos 2, qui embarquait plusieurs instruments destinés à la caractérisation de l'environnement martien.

I.1.1 Région en amont du choc

Les effets de la présence de Mars perturbant le vent solaire magnétisé commencent à se voir bien avant que ce dernier n'atteigne l'onde de choc. La planète est entourée d'une exosphère d'hydrogène très étendue [par exemple, *Nagy et al.*, 1990; *Kim et al.*, 1998]. Ces atomes parcourent une distance de quelques rayons planétaires avant d'être ionisés par la radiation électromagnétique provenant du soleil (photons EUV).

Implantation d'ions planétaires. Le processus d'implantation de ces ions exosphériques joue un rôle très important dans l'interaction du vent solaire avec Mars. Les différentes étapes de ce processus ont été amplement étudiées dans le contexte de l'étude des comètes, où il est le phénomène fondamental sur lequel se base l'interaction.

La première partie de ce processus est bien comprise. L'ion nouvellement créé est immédiatement injecté sur une orbite cycloïdale dans un repère inertiel où il effectue son mouvement de giration autour du champ magnétique tout en subissant une dérive perpendiculaire à celui-ci avec une vitesse égale à la composante de la vitesse du vent solaire perpendiculaire au champ. L'ion perçoit une accélération due au champ électrique de convection du vent solaire.

$$\mathbf{E} = -\mathbf{V}_{VS} \times \mathbf{B} \quad (\text{I.11})$$

Cette accélération étant perpendiculaire au champ magnétique, la seule contribution sur la vitesse parallèle dans ce repère sera celle du neutre parent.

Fonctions de distribution. Juste après leur création, les ions implantés forment une distribution particulière dans l'espace des vitesses.

Pour des ions récemment implantés, il est raisonnable de supposer que leur vitesse par rapport au repère de l'objet (une planète, une comète) est très petite devant la vitesse du vent solaire [*Tsurutani and Smith*, 1986], puisqu'elle est essentiellement celle du neutre parent (vitesse de quelques km/s). La vitesse initiale de ces ions dans le repère du vent solaire sera donc $-\mathbf{V}_{VS}$ et dans ce repère ces particules se trouveront dans l'espace des vitesses sur une distribution en faisceau-anneau, tant qu'elles n'ont pas été diffusées en angle d'attaque et/ou en énergie. La vitesse du faisceau sera alors $|v_{//}| = |v_{//0}| = V_{VS} |\cos(\alpha_{VB})|$, et la vitesse de l'anneau sera $|v_{\perp 0}| = V_{VS} \sin(\alpha_{VB})$, où α_{VB} est l'angle entre la vitesse du vent solaire et le champ magnétique interplanétaire (Figure I.2). Par conséquent, la fonction de distribution initiale des ions planétaires implantés est la

combinaison d'une distribution en faisceau aligné le long du champ magnétique et d'une distribution en anneau autour de celui-ci. Une telle distribution est fortement instable et peut générer des ondes électromagnétiques, via des instabilités, à des fréquences inférieures à la fréquence plasma [Wu and Davidson, 1972; Brinca, 1991]. Ces ondes garantissent le couplage d'énergie et de quantité de mouvement entre le vent solaire et les ions nouvellement créés.

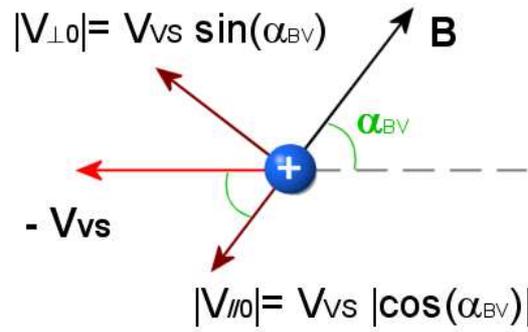


Figure I.2. Vitesses parallèle et perpendiculaire d'un ion nouveau né.

Les ondes vont tendre à rendre isotrope la distribution des ions implantés par diffusion en angle d'attaque dans le repère du vent solaire (distribution en coquille sphérique), tout en les diffusant également mais plus lentement en énergie, en couplant les deux populations ioniques de sorte que les nouveaux ions ralentissent le vent solaire (phénomène de "mass loading" ou "alourdissement").

En effet, la variation d'énergie E d'un ion de vitesse v sous l'effet du champ électrique E d'une onde s'écrit:

$$\frac{dE}{dt} = q \mathbf{E} \cdot \mathbf{v} \quad (\text{I.12})$$

On suppose que l'onde se propage le long du champ magnétique ambiant avec la vitesse de phase V_{ph} dans le repère du vent solaire. Si l'on se place dans un repère en translation à la vitesse V_{ph} le long de \mathbf{B} , le champ électrique est nul dans ce repère et donc l'énergie totale de la particule est conservée, ce qui s'écrit:

$$(v_{\parallel} \pm V_{ph})^2 + v_{\perp}^2 = cte \quad (\text{I.13})$$

le signe \pm tenant compte des deux sens de propagation possibles le long de \mathbf{B} . Cette équation définit dans l'espace des vitesses deux sphères centrées respectivement en $\pm V_{ph}$ le long de l'axe parallèle à \mathbf{B} : ce sont les surfaces de diffusion. Par comparaison, sur

la Figure I.3, la sphère de rayon V_{VS} représente le trajet d'énergie constante dans le repère du vent solaire. Ainsi, à partir du point d'injection dans la fonction de distribution en faisceau-anneau, l'ion suivant le trajet (1) diffuse en angle d'attaque en perdant de l'énergie dans le repère du vent solaire au profit de l'onde $+V_{ph}$, et de la même manière pour le trajet (3) au profit de l'onde $-V_{ph}$. Au contraire sur les trajets (2) et (4) l'ion est accéléré au détriment des ondes.

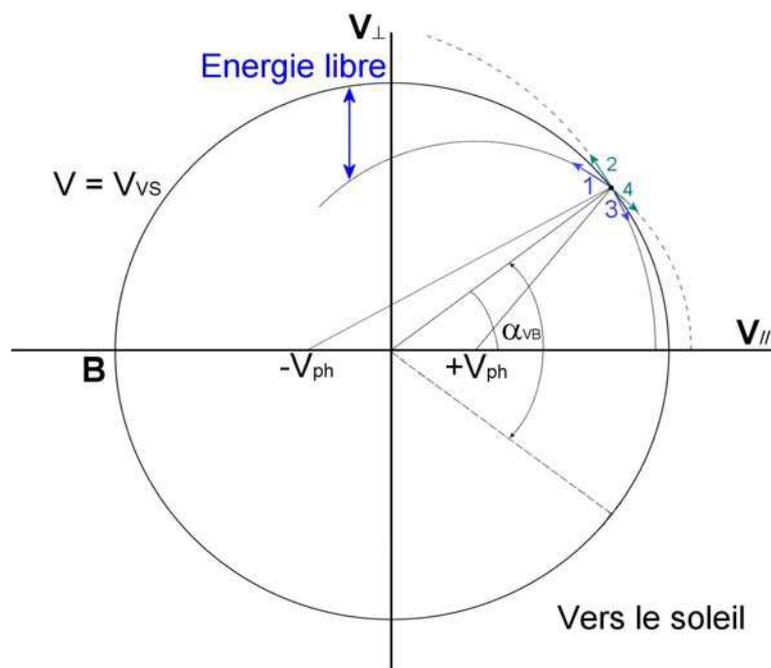


Figure I.3. Schéma expliquant la diffusion en angle d'attaque des particules par interaction avec deux ondes se propageant en directions opposées.

Les modifications successives de la fonction distribution des particules dues à l'interaction non linéaire avec les ondes vont générer d'autres fréquences (par exemple des harmoniques de la fréquence cyclotron) par rapport au signal monochromatique d'origine, ce qui conduit à un spectre d'ondes élargi en fréquence par un effet dit de cascade de turbulence. La condition d'élargissement du spectre est l'une des hypothèses sur lesquelles s'appuie la théorie quasi-linéaire.

Le temps d'auto-cohérence du champ électrique associé aux ondes devient petit par rapport au temps caractéristique d'évolution de ce champ et à celui de la fonction de distribution. La dynamique d'une particule du plasma est alors régie par un processus stochastique et celle-ci "voit" des champs électrique et magnétique aléatoires qui

modifient son vecteur vitesse et la diffusent aussi bien en angle d'attaque qu'en énergie [e.g., *Terasawa*, 1991]. D'après la théorie quasi-linéaire, les coefficients de diffusion sont calculés à l'aide du spectre des ondes et sont proportionnels à l'intensité de celles-ci [e.g., *Sagdeev et al.*, 1986; *Galeev*, 1989]. Le temps caractéristique de diffusion en angle d'attaque est:

$$\tau_{\alpha} \sim \Omega_i^{-1} \left(\frac{\delta B}{B_0} \right)^{-2} \quad (\text{I.14})$$

où Ω_i est la fréquence cyclotron des ions et δB l'amplitude de l'onde, ce qui donne typiquement des valeurs entre 1 et 4 périodes cyclotron [e.g. *Huddleston et al.*, 1993]. Le temps de diffusion en énergie est en général estimé par:

$$\tau_E \sim \tau_{\alpha} \left(\frac{V_{VS}}{V_A} \right)^2 \quad (\text{I.15})$$

ce qui montre que dans les conditions classiques du vent solaire où $V_A \ll V_{VS}$, on a:

$$\tau_{\alpha} \ll \tau_E.$$

Ceci justifie, dans le cadre de cette théorie, l'approximation de distribution en coquille sphérique pour les ions implantés. Ceci est à la base de la description à un seul fluide par la théorie magnétohydrodynamique, MHD, (voir §I.2.2) puisque à la fin du processus d'implantation, la distribution des ions implantés ne présenterait pas de vitesse relative par rapport à la vitesse du vent solaire. Néanmoins il convient de noter que la théorie quasi-linéaire ne s'applique que si la turbulence n'est pas trop forte ($\delta B^2 < 0.1 B_0^2$) et que si la turbulence est plus forte les coefficients de diffusion en énergie sont sensiblement plus élevés [e.g., *Terasawa*, 1991].

Ondes à la fréquence de giration des ions. Parmi les ondes à basse fréquence engendrées par les ions nouvellement créés, les ondes aux fréquences proches de la fréquence cyclotron des ions dénotent la présence d'une exosphère planétaire qui fournit les ions via des processus d'ionisation comme la photoionisation.

Le cas le plus général de la condition de résonance pour un ion qui a une fréquence cyclotron Ω_i et une vitesse parallèle $v_{//}$ avec une onde plane à une fréquence

ω dans le repère du vent solaire et un vecteur d'onde \mathbf{k} a lieu lorsque la fréquence $\omega' = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{//}$ dans le repère de la particule (affectée par l'effet Doppler) est un multiple de Ω_i :

$$\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{//} \pm n \Omega_i = 0; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{I.16})$$

Nous obtenons ainsi les différentes résonances en fonction de n : la résonance Landau pour $n = 0$, la résonance cyclotron fondamentale pour $n=1$, et les résonances supérieures pour $n > 1$. Dans le cas d'une propagation parallèle au champ magnétique ($\mathbf{k} = \mathbf{k}_{//}$) et si l'on considère $\mathbf{v}_{//} = -V_{VS} |\cos(\alpha_{BV})|$, l'équation I.16 a la forme suivante:

$$\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_{VS} \pm n \Omega_i = 0 \quad (\text{I.17})$$

Dans cette expression, $\omega + \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_{VS} = \omega_{obj}$ est la fréquence de l'onde dans le repère de l'objet due à l'effet Doppler, c'est à dire que dans ce repère la condition de résonance est $\omega_{obj} = \mp n \Omega_i$. Dans le cas d'une sonde comme MGS dont la vitesse par rapport à Mars est de $\sim 4\text{km/s}$, une valeur négligeable par rapport à la vitesse du vent solaire à cet endroit ($\sim 400\text{ km/s}$), le repère de mesure est le même que celui de l'objet et la fréquence observée sera $\omega_{sc} \cong \mp n \Omega_i$, quelle que soit la valeur de l'angle α_{BV} , entre \mathbf{B}_0 et \mathbf{V}_{SW} . D'autre part, l'inversion dans le signe pour la fréquence implique que la polarisation de l'onde telle qu'elle est perçue par la sonde est l'opposée de celle dans le repère du vent solaire.

Autour de Mars, les premières observations des ondes à la fréquence cyclotron des protons en amont du choc datent de la fin des années 1980. *Russell et al.*, [1990] ont utilisé les mesures magnétiques de la sonde Phobos 2 pour étudier les propriétés de quelques événements qui montraient des ondes à la fréquence cyclotron des protons entre 2 et 3 R_M de Mars. Les ondes étaient d'une très faible amplitude (0.15 nT), avec une polarisation gauche elliptique dans le repère de la sonde, ce qui a été interprété comme des ondes dues au phénomène décrit précédemment qui avaient dans le repère du vent solaire une polarisation droite.

Autres ondes à basse fréquence. Pourtant, certaines oscillations retrouvées dans le vent solaire en amont du choc martien peuvent avoir une origine bien différente: des particules chargées remontant le vent solaire le long des lignes de champ qui interceptent l'onde de choc: cette région appelée le pré-choc est décrite dans la section suivante. Ces particules issues du choc peuvent avoir été produites au niveau du choc

même par des processus de réflexion d'une portion du vent solaire, ou bien avoir traversé le choc dans leur parcours depuis la magnétogaine.

I.1.2 Pré-choc

Il y a une région de l'espace en amont du choc où les lignes de champ magnétique interplanétaire interceptent l'onde de choc. Cette région, appelée pré-choc, est caractérisée par la présence de particules suprathermiques (par rapport aux populations du vent solaire) qui remontent le vent solaire et peuvent générer plusieurs types d'ondes.

Une particule remontant le vent solaire va avoir, en plus de sa vitesse parallèle au champ magnétique interplanétaire, une vitesse de dérive perpendiculaire qui est indépendante de la masse, de l'énergie et de la charge de la particule. Si \mathbf{V}_{VS} est la vitesse du vent solaire:

$$\mathbf{V}_{dérive} = (\mathbf{B} \times (\mathbf{V}_{VS} \times \mathbf{B})) \frac{1}{B^2}. \quad (\text{I.18})$$

$\mathbf{V}_{dérive}$ est toujours dirigée dans le sens du vent solaire. La trajectoire de la particule est ainsi déterminée par sa vitesse parallèle. Comme les électrons sont plus légers et plus rapides, ils sont moins défléchis que les ions et donc, la région plus lointaine du pré-choc est peuplée par les électrons. Plus en aval, nous trouverons les ions distribués en fonction de leur vitesse parallèle. La Figure I.4 montre les pré-chocs électronique et ionique de la Terre [Russell and Hoppe, 1983], ainsi que les fonctions distributions d'ions les plus caractéristiques [Greenstadt et al., 1980]. Dans les trois distributions, le pic étroit représente le faisceau associé au vent solaire non perturbé. En plus de ce pic nous identifions:

- Une distribution d'ions réfléchis "alignés" caractérisée par un flux relativement étroit le long du champ magnétique.
- Une distribution "diffuse" caractérisée par une large distribution angulaire et un large spectre en énergie.
- Une distribution "intermédiaire" avec des propriétés de l'une et de l'autre.

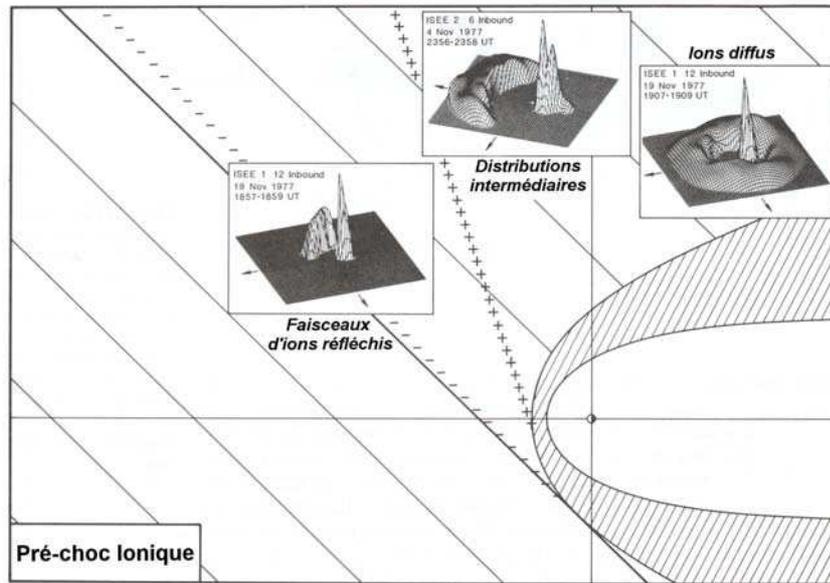


Figure 1.4. Le pré-choc électronique (indiqués par des -) et ionique (indiqués par des +) terrestre [d'après *Russell and Hoppe*, 1983], avec trois distributions d'ions typiques dans le pré-choc ionique [*Greenstadt et al.*, 1980]. Le champ magnétique est dans le plan x,y.

Les faisceaux d'ions réfléchis alignés sont observés à l'intérieur du pré-choc dans une région limitée en amont par la ligne de champ tangente au choc. Ils se trouvent en amont des chocs quasi perpendiculaires. Plus à l'intérieur du pré-choc on trouve les distributions intermédiaires, et encore plus en aval les distributions diffuses.

L'énergie des particules remontant le vent solaire est bien supérieure à l'énergie moyenne des particules du vent solaire. L'origine de ces particules peut être très variée: elles peuvent soit provenir du choc même, être des particules du vent solaire réfléchies par le choc, ou bien être des particules qui se sont échappées de la magnétogaine et sont passées à travers le choc.

Les particules qui remontent le vent solaire forment des distributions en faisceau dans l'espace de vitesses qui peuvent être instables et engendrer des ondes qui vont à leur tour rendre ces distributions isotropes. Ces ondes peuvent être issues d'une résonance cyclotron comme dans le cas des ions implantés, mais comme les particules remontant le vent solaire ont une vitesse dans le repère du vent solaire qui est nettement supérieure à la vitesse de celui-ci (typiquement deux fois plus), les ondes seront généralement perçues par une sonde à une fréquence nettement plus basse que la fréquence de rotation à cause de l'effet Doppler. Ceci permet normalement de distinguer

les ondes dues aux ions du pré-choc des ondes dues à l'implantation d'ions exosphériques.

Quelques travaux ont été consacrés à l'étude des ondes dans le pré-choc martien, notamment à partir de l'arrivée de la sonde Phobos 2. Par exemple, des études faites par *Grard et al.*, [1989] ou *Trotignon et al.*, [2000] (Figure I.5) ont permis d'avoir un aperçu sur les ondes à plus haute fréquence grâce aux données fournies par l'analyseur d'ondes PWS (d'après l'anglais "Plasma Wave System"). D'autre part, *Barabash and Lundin* [1993] ont étudié les populations d'ions remontant le vent solaire et *Delva and Dubinin* [1998] les propriétés des ondes associées aux ions dans le pré-choc. Pourtant, la géométrie de l'orbite de la sonde ainsi que l'abrupte fin de la mission n'a pas permis de faire des études statistiques, en particulier sur ces régions lointaines.

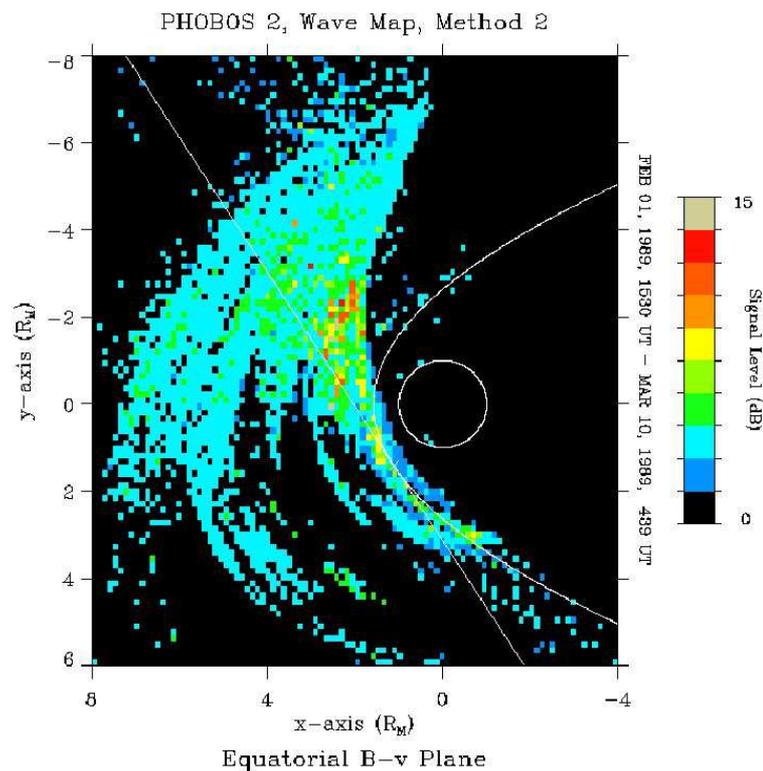


Figure I.5. Ondes de Langmuir à la fréquence plasma du vent solaire ("electrons plasma waves") dans le pré-choc martien [*Trotignon et al.*, 2000]

I.1.3 L'onde de choc

Lorsque le vent solaire supersonique et superalfvénique rencontre un objet (une magnétosphère planétaire ou l'atmosphère ionisée d'un corps non magnétisé) qui s'oppose à son passage, il se forme une onde de choc en amont de l'obstacle. En traversant la surface de cette onde de choc, dont l'épaisseur est limitée, le vent solaire est ralenti et devient subsonique. Ainsi les signaux qui annoncent la présence de l'obstacle peuvent remonter l'écoulement subsonique et lui permettre de contourner l'obstacle. Comme le libre parcours moyen d'une particule du vent solaire entre deux collisions est très grand comparé à l'épaisseur du choc, le choc créé est qualifié de "choc sans collision". Les processus mis en jeu dans ces chocs sont de natures très complexes. Leur rôle est d'une part de transformer l'excès d'énergie cinétique du flux incident en énergie magnétique et thermique redistribuée au plasma transmis vers l'aval et d'autre part de dissiper l'énergie apportée jusque là par les signaux remontant l'écoulement subsonique. Les mécanismes de dissipation d'énergie déterminent le caractère du choc et dépendent de plusieurs paramètres tels que le nombre de Mach du vent solaire, le rapport de la pression thermique du plasma à la pression magnétique, ou l'inclinaison du champ magnétique par rapport à la surface du choc [c.f. *Meziane*, 1988]. Le choc sépare alors deux milieux: la région en amont, où la densité de plasma et les champs sont faibles, et la "magnétogaine" caractérisée par une densité et une température plus élevées, un champ magnétique plus intense et un état d'entropie plus élevé.

La taille de l'obstacle à l'écoulement du vent solaire détermine en grande mesure la taille du choc, comme le montre la Figure I.6. Nous pouvons voir que Mars et Vénus possèdent des chocs petits par rapport à leur taille, et que cette taille est toujours plus grande pour les planètes avec un champ magnétique interne, comme Mercure et la Terre.

Pourtant, la taille physique du choc détermine les échelles de distance pour les processus physiques près du choc ainsi que la taille de la région où le vent solaire doit freiner et éviter l'obstacle planétaire. Ici, nous pouvons constater que le choc martien est légèrement plus grand que celui de Venus par rapport à la taille de l'objet ce qui est probablement dû à un alourdissement (ou "massloading effect" en anglais) plus important pour le cas de Mars, mais il est plus petit en termes "physiques".

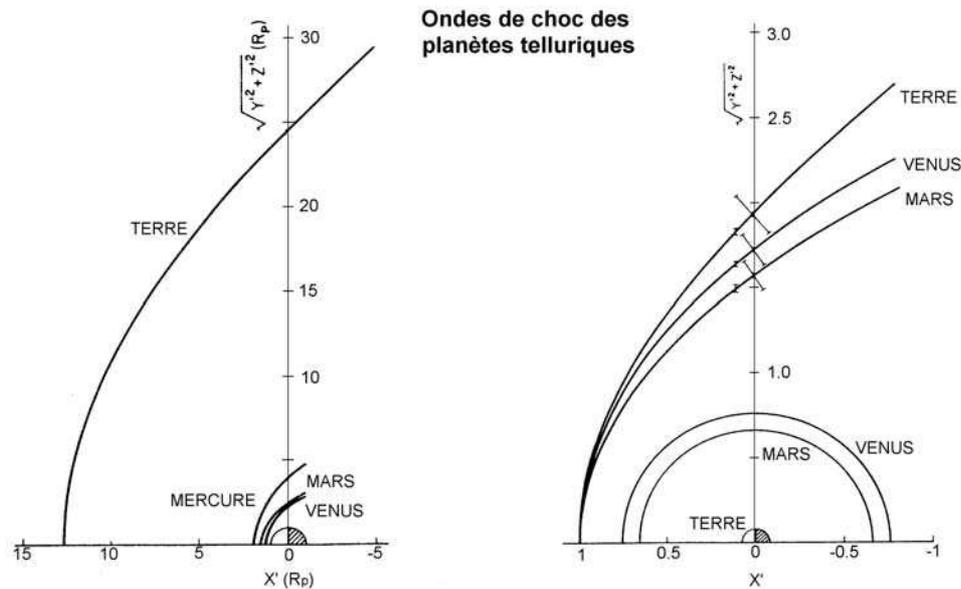


Figure I.6. Ondes de choc des planètes telluriques [d'après *Slavin and Holzer, 1982*]. A gauche, les ondes de choc normalisées à la taille des planètes. A droite, les ondes de choc normalisées à leur distance subsolaire.

La théorie magnétohydrodynamique (MHD) permet de décrire une onde de choc au niveau macroscopique en tant qu'une discontinuité d'épaisseur infinitésimale. Toutes les grandeurs macroscopiques comme la densité, la température, et les pressions des côtés amont et aval du choc sont liées par les relations de Rankine-Hugoniot. Cette théorie ne tient pas compte des effets dus aux particules individuelles (cinétiques). C'est pourquoi, elle ne nous apprend rien sur les processus de dissipation qui ont lieu au niveau du choc et en aval, ou sur la structure interne du choc.

Dans la MHD il y a seulement trois types de chocs qui correspondent aux trois modes d'ondes MHD de basse amplitude: rapide, lent et intermédiaire (ou Alfvén). A travers un choc rapide, la magnitude du champ magnétique augmente, mais la composante normale reste constante, et le champ magnétique en aval s'éloigne de la direction normale par rapport au champ magnétique en amont. Inversement, pour des chocs lents, le champ magnétique en aval se rapproche de la direction normale. La plupart des chocs rencontrés autour des objets du système solaire (y compris le choc martien) sont de type rapide.

Les chocs de mode rapide compressifs et les chocs de mode lent oblique sont tels que la direction du champ magnétique en amont ("upstream" en anglais) \mathbf{B}_u et en

aval ("downstream") \mathbf{B}_d se trouvent sur le même plan que le vecteur normal à la surface du choc \mathbf{n} . Cette propriété est connue comme le théorème de coplanarité. Ainsi, il y a plusieurs vecteurs qui se trouvent sur le plan du choc: la variation du champ magnétique et le produit vectoriel des champs en amont et en aval. Ces vecteurs fournissent des contraintes pour trouver \mathbf{n} :

$$(\mathbf{B}_d - \mathbf{B}_u) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (\text{I.19})$$

$$(\mathbf{B}_d \times \mathbf{B}_u) \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (\text{I.20})$$

A partir de ces expressions, on peut déterminer la direction du vecteur normal \mathbf{n} pour les cas où $\theta_{Bn} \neq 0^\circ$ et 90° .

$$\mathbf{n} = \pm \frac{(\mathbf{B}_d \times \mathbf{B}_u) \times (\mathbf{B}_d - \mathbf{B}_u)}{|(\mathbf{B}_d \times \mathbf{B}_u) \times (\mathbf{B}_d - \mathbf{B}_u)|} \quad (\text{I.21})$$

Dans le calcul de \mathbf{n} , les valeurs de \mathbf{B}_u et \mathbf{B}_d choisies sont des valeurs moyennes. Pourtant, comme toute méthode mono-satellite celle-ci repose sur la stationnarité en supposant que les quantités en amont et en aval mesurées à des instants différents correspondent aux mêmes conditions du choc. La méthode suppose de plus une géométrie plane du choc.

L'efficacité des mécanismes de dissipation détermine la structure du choc. Pour un choc non-collisionnel, la principale difficulté est d'identifier les différentes sources de dissipation puisque les mécanismes associés varient de façon considérable en fonction des paramètres du choc.

Les valeurs des nombres de Mach acoustique M_S , alfvénique M_A et magnétoacoustique M_{MS} (voir §I.1) montrent le degré de ralentissement et d'échauffement de l'écoulement du plasma du vent solaire.

Etant donné que les ions nouvellement créés sont accélérés par le champ électrique de convection, certaines simulations numériques qui considèrent ce processus [par exemple, *Moore et al.*, 1991] prévoient une asymétrie dans la forme de l'onde de choc due au fait que l'alourdissement s'intensifierait dans l'hémisphère où pointe le champ électrique de convection en repoussant le choc plus loin.

Du point de vue phénoménologique, les ondes de choc peuvent être classifiées de la façon suivante:

- Par rapport à l'angle entre la normale au choc et le champ magnétique juste en amont du choc: les chocs quasi-perpendiculaires correspondent à $90^\circ > \theta_{Bn} > 45^\circ$, et les chocs quasi parallèles à $45^\circ > \theta_{Bn} > 0^\circ$.
- Par rapport à leur nombre de Mach alfvénique associé M_A : les chocs subcritiques: ($M_A < M_{A'}$), et les chocs supercritiques ($M_A > M_{A'}$). $M_{A'}$ est le nombre de Mach critique, au dessus duquel la simple résistivité ne peut pas fournir la dissipation totale du choc. $M_{A'}$ est une fonction des différents paramètres du choc mais en général sa valeur est ~ 1 et il ne dépasse jamais 2.7 [Schwartz, 1998].

En plus de ces deux quantités deux paramètres additionnels servent à caractériser les chocs. Le premier est la valeur de β en amont du choc, qui contrôle l'importance relative du champ magnétique et le niveau de turbulence. Le second paramètre est le rapport entre la température des électrons et des ions T_e/T_i puisqu'il contrôle les micro-instabilités attendues.

L'angle entre le champ magnétique juste en amont du choc et la normale à sa surface (θ_{Bn}) affecte le mouvement des particules chargées proches du choc et détermine la morphologie locale de la frontière. Un choc quasi-perpendiculaire se caractérise par un saut fin, abrupt et bien défini sur la magnitude du champ magnétique, ainsi que sur d'autres grandeurs. Par contre, la région de transition est difficile à identifier dans le cas des chocs quasi-parallèles puisque le champ magnétique est en général très turbulent et montre des oscillations sur une échelle très étendue dans l'espace.

Pour des nombres de Mach faibles (choc subcritiques), les chocs se caractérisent par une couche de transition monotone avec un saut abrupt sur le champ magnétique [Lembège, 1990]. Parfois un train d'onde oscillatoire peut avoir lieu en aval en fonction de la valeur de β . Des ondes sifflement à phase stationnaire ont été observées auprès des chocs subcritiques quasi perpendiculaires. Pour des nombres de Mach élevés (supercritiques), les chocs quasi perpendiculaires ont une structure beaucoup plus riche, avec 3 régions bien différenciées [Russell and Greenstadt, 1979]: un "pied" d'épaisseur de l'ordre de c/ω_{pi} juste en amont d'une "rampe" étroite, d'une taille $\ll c/\omega_{pi}$, où l'intensité du champ magnétique augmente abruptement, et finalement un "overshoot"

de quelques c/ω_{pi} d'épaisseur qui marque le début d'un train d'onde qui est amorti bien en aval de la rampe, où le champ magnétique atteint sa valeur définitive en aval du choc. La magnitude de l'overshoot augmente en fonction croissante de la valeur du nombre de Mach rapide [Tátrallyay et al, 1997]. Le "pied" sur le champ magnétique est une signature importante des chocs supercritiques: il est associé à un profil de densité d'ions analogue et à un saut drastique sur la température des ions T_i . Par contre, la variation sur la température des électrons T_e est plutôt limitée [Lembège, 1990].

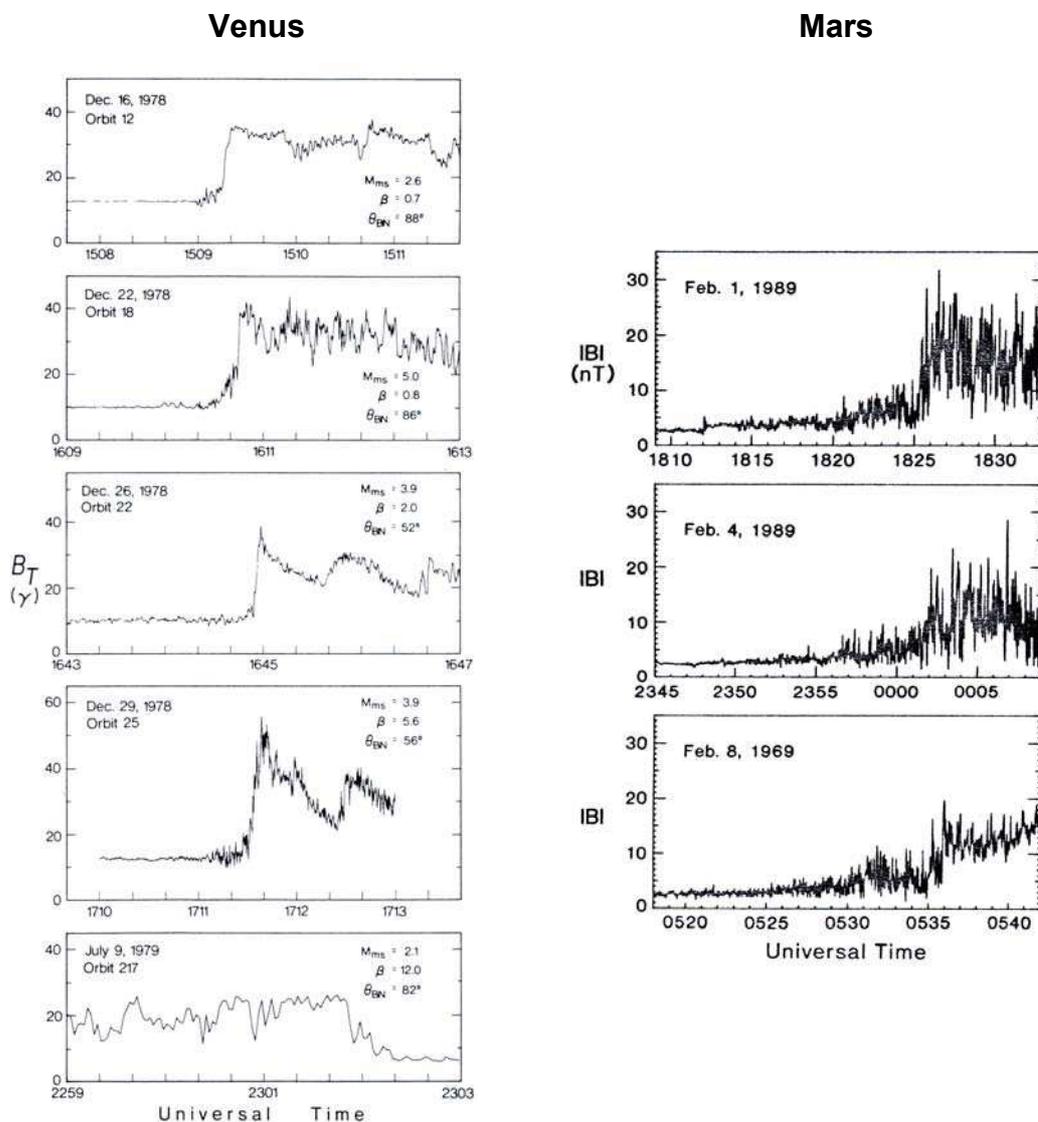


Figure I.7. A gauche, profils caractéristiques du choc vénusien pour différentes valeurs du nombre de Mach magnéto-sonore, de θ_{Bn} et de β [Russell et Vaisberg, 1983]. A droite, trois profils du choc martien d'après les données magnétiques de la sonde Phobos 2 [Schwingenschuh et al., 1990].

Les Figures I.7 montrent des profils caractéristiques du choc vénusien [Russell and Vaisberg, 1983] et martien [Schwingenschuh et al., 1990]. Nous pouvons clairement observer que la signature du choc sur le champ magnétique est beaucoup plus abrupte dans le cas de Vénus, tandis que pour Mars, le choc est plus difficile à localiser à cause de la présence des fluctuations en amont et en aval.

La Figure I.8 [Greenstadt et al., 1980] résume les aspects morphologiques les plus importants associés au choc terrestre. La plupart de ces caractéristiques pouvaient être attendues pour le choc martien, mais on peut anticiper deux différences. La première est que l'effet d'alourdissement par les ions d'origine exosphérique est susceptible de jouer un rôle clé dans la morphologie du choc martien et on peut trouver des distributions autres que celles présentées sur la Figure I.8. La deuxième est que la valeur du rayon de giration des ions en amont du choc martien est comparable au rayon de courbure de la frontière [Moses et al., 1988]. Récemment, plusieurs travaux [e.g. Lembège and Savoini, 2002; Modolo and Chanteur, 2003] ont été faits afin d'étudier les caractéristiques des chocs courbes non uniformes. Une revue des phénomènes en amont et au niveau du choc de Mars est présentée dans Mazelle et al., [sous presse, 2004a].

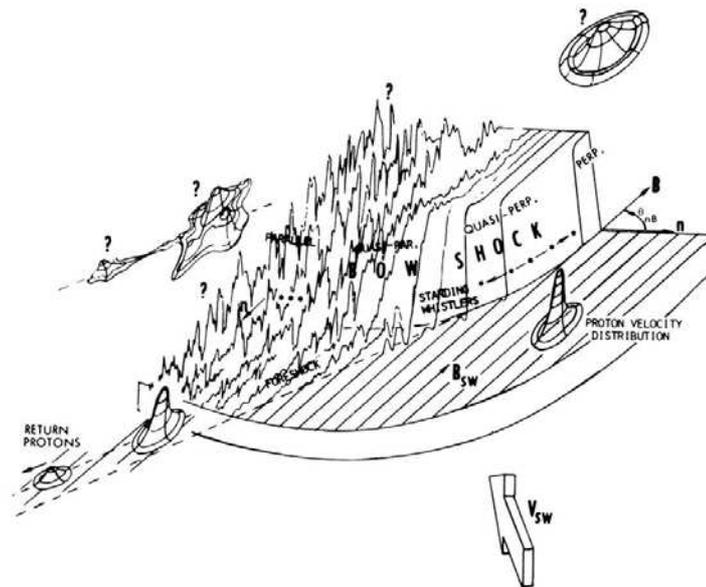


Figure I.8. Schéma montrant les principales caractéristiques morphologiques du choc terrestre [d'après Greenstadt et al., 1980].

I.1.4 La magnétogaine

Les mesures de Phobos 2 de plasma du vent solaire et de champ magnétique dans la magnétogaine martienne ont révélé des caractéristiques communes avec les magnétogaines d'autres objets [voir par exemple une revue récente par *Nagy et al.*, 2003]. Cependant, dans le cas des objets avec une exosphère étendue comme Mars, Vénus et les comètes, les ions d'origine planétaire modifient fortement la dynamique de l'ensemble du plasma de la magnétogaine.

Or, la taille de la magnétogaine de Mars est de l'ordre du rayon de giration des protons. A cause de cette particularité, la thermalisation complète des protons du vent solaire et des protons exosphériques est rarement observée .

I.1.5 La "planétopause"

La frontière connue à l'époque des observations de Phobos 2 sous le nom de "planétopause" [*Riedler et al.*, 1989] était l'une des structures dont la nature était la plus discutée. Cette frontière avait été identifiée comme la limite inférieure de la magnétogaine, mais les ambiguïtés par rapport à l'existence d'un champ magnétique intrinsèque subsistaient. Lors des premières traversées par les sondes Mars 2, 3 et 5, [*Dolginov et al.*, 1976; 1978a, b], cette frontière a été appelée "magnétopause" à partir des similitudes dans le profil du champ magnétique par rapport aux observations de la magnétopause terrestre. Pourtant, les observations montraient en même temps des aspects qui contredisaient cette affirmation, comme le fait que l'intensité du champ magnétique au niveau du périastre était inférieure à celle à la dite "magnétopause" [*Vaisberg et al.*, 1991].

Lors des premières orbites de Phobos 2, la "planétopause" a été observée sur plusieurs orbites comme une signature claire par différents instruments (Figure I.9). Les magnétomètres (FGMM, MAGMA) ont identifié cette frontière vers 05:47 à ~1080 km d'altitude (~1.32 R_M de distance), caractérisée par une rotation du champ magnétique ainsi que par une décroissance des fluctuations de la direction et la magnitude du champ, à mesure que la magnitude du champ augmentait. Pour ces raisons, elle a été appelée "magnétopause" [par exemple, *Verigin et al.*, 1997]. En même temps, l'analyseur ASPERA (Automatic Space Plasma Experiment with Rotating Analyzer) [*Lundin et al.*, 1989] détectait aussi la présence de cette frontière à partir d'une forte

décroissance de la densité des protons du vent solaire, ainsi que de leur vitesse (Figure I.10).

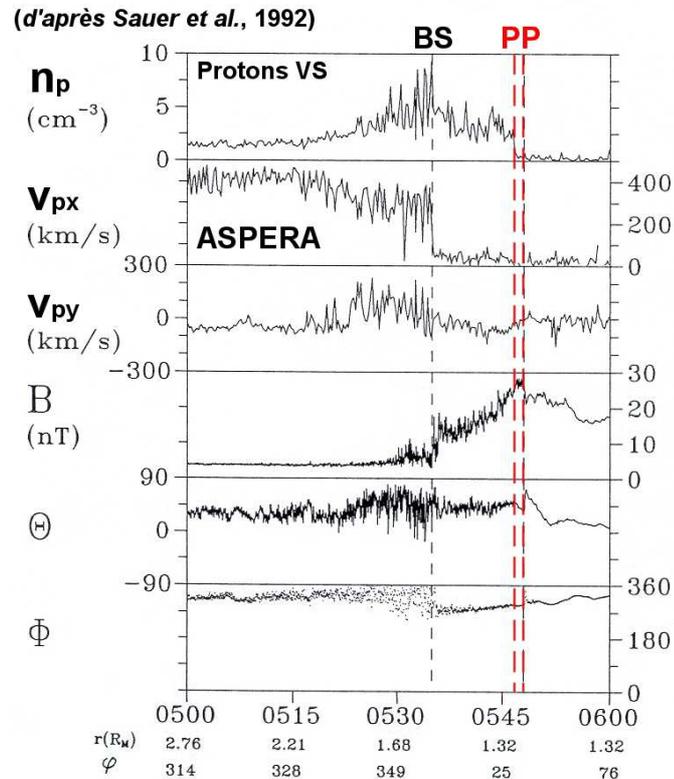


Figure I.9. Densité des protons du vent solaire, vitesse des protons et champ magnétique en coordonnées MSO (Mars Solar Orbital) sphériques pendant la première orbite de Phobos 2. La planétopause (PP) est indiquée par les deux lignes verticales [d'après Sauer et al., 1992].

D'autres mesures de l'expérience ASPERA ont aussi permis d'identifier cette frontière comme l'endroit où les ions lourds d'origine planétaire devenaient majoritaires par rapport aux protons du vent solaire (Figure I.10). Ainsi, la planétopause a reçu les dénominations de "ion composition boundary" [Breus et al., 1991] et de "protonopause" [Sauer et al., 1994].

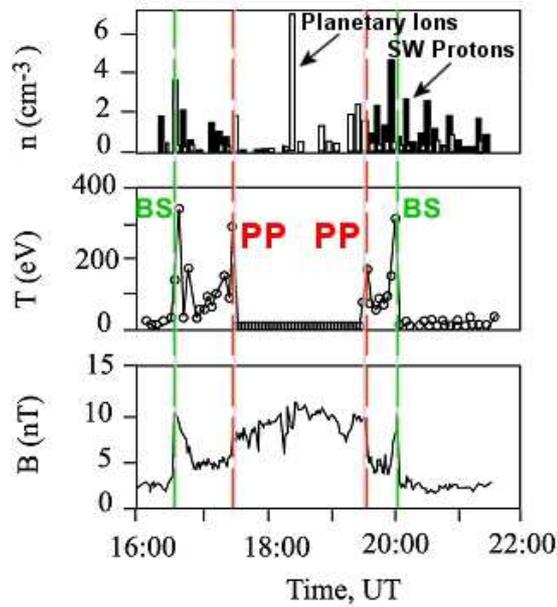


Figure I.10. Mesures de l'instrument ASPERA à bord de Phobos 2 et module du champ magnétique au niveau de la "planétopause" (PP) [d'après Sauer *et al.*, 1992].

Cette frontière a enfin été mise en évidence par l'expérience PWS qui mesurait les spectres électriques des ondes dans le plasma entre 0 et 150 kHz ainsi que la densité de plasma respectivement à l'aide d'une antenne double sphère et d'une sonde de Langmuir [Grard *et al.*, 1989; Trotignon *et al.*, 1993; 1996]. La Figure I.11 montre un spectre dynamique du champ électrique (premier panneau du haut), les fluctuations RMS (écart quadratique moyen) du courant collecté par la sonde de Langmuir (deuxième panneau), ses variations à haute fréquence (troisième panneau), et dans les deux derniers panneaux le champ électrique moyenné entre 100 Hz et 6 kHz et ses variations à haute fréquence. Ces mesures montrent que l'activité ondulatoire décroît à mesure que Phobos 2 se rapproche de la "planétopause" [Grard *et al.*, 1989, 1991, 1993; Trotignon *et al.*, 1993, 1996]. Les panneaux 3 et 5 (à partir du haut) montrent aussi que la turbulence décroît depuis le choc en atteignant son minimum devant la "planétopause". En même temps, la sonde de Langmuir montre qu'au niveau de la planétopause il y a un saut sur le courant ce qui indique une forte croissance de la densité totale des électrons [Trotignon *et al.*, 1993, 1996] (voir Figure I.12 d'après Sauer *et al.*, 1994).

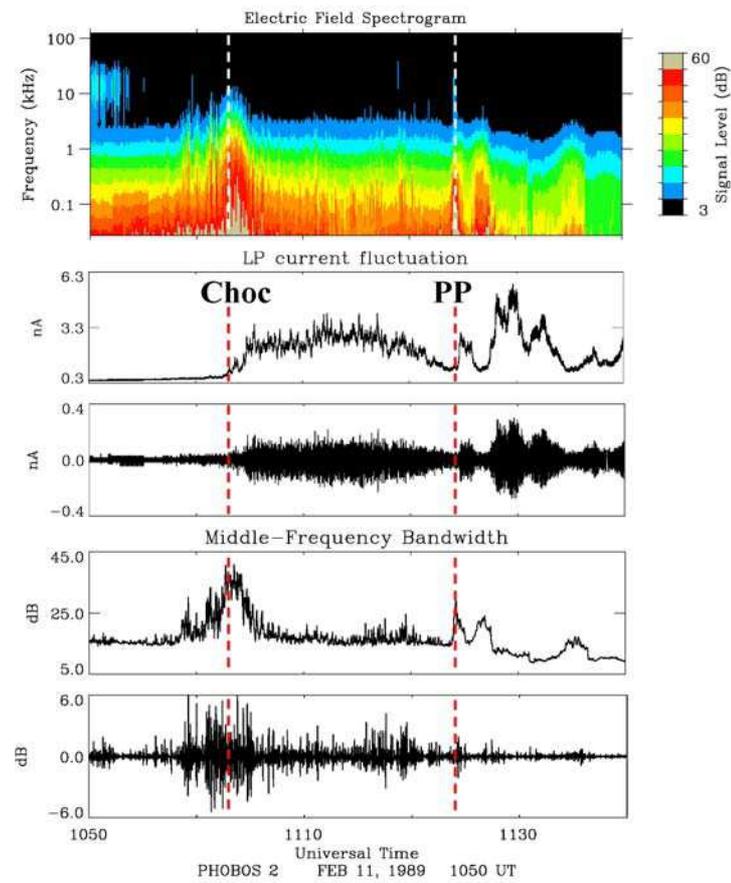


Figure I.11. Mesures de l'expérience PWS à bord de Phobos 2 au niveau de la planétopause [d'après Trotignon *et al.*, 1996].

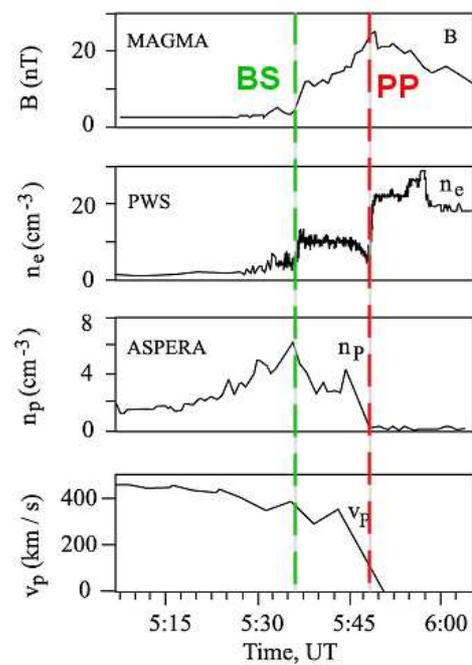


Figure I.12. Champ magnétique, densité des électrons, densité et vitesse des protons au niveau de la planétopause (PP) [d'après Sauer *et al.*, 1994].

I.1.6 La barrière magnétique et l'obstacle final martien

Comme nous l'avons vu précédemment, l'analyse des mesures des sondes antérieures à MGS menait à deux interprétations en ce qui concernait la nature de l'obstacle martien. Si Mars avait en effet une magnétopause, elle constituerait l'obstacle ultime à l'écoulement du vent solaire. Si, par contre, Mars ne possédait pas de champ magnétique global important [Luhmann and Brace, 1991], l'interaction ressemblerait à celle de Vénus et donc on devrait s'attendre à avoir une barrière magnétique juste au-dessus d'un obstacle ionosphérique.

Vaisberg et al., [1990] est l'un des auteurs qui depuis les mesures des sondes Mars proposaient que la population ionique dominante dans la région de la barrière magnétique était celle d'origine planétaire. Ce plasma formait un "coussin de plasma" qui était équivalent au "manteau de plasma" trouvé dans la barrière magnétique vénusienne et possiblement connecté aux lobes de la queue magnétique [Vaisberg and Zeleny, 1984]. Une idée similaire par rapport à la nature de la barrière magnétique martienne avait été présentée par *Dubinín et al.* [1996] qui ont appelé cette région "la couche frontière".

En ce qui concerne la nature de l'obstacle ionosphérique, il devait se caractériser par l'équilibre entre la pression magnétique de la barrière et la pression thermique de l'ionosphère. La condition pour l'apparition de cette "ionopause martienne" était que la pression ionosphérique soit supérieure à la pression dynamique du vent solaire en amont de l'onde de choc [Brace et al., 1980]. "Ionopause" est le nom que reçoit fréquemment (et improprement puisque les ions planétaires sont présents également au-delà de cette frontière) la couche de courant qui marque l'entrée dans une région où le plasma est suffisamment collisionnel pour créer des courants capables d'annuler le champ magnétique transporté par le vent solaire. Ainsi de manière idéale le plasma et le champ magnétique du vent solaire ne peut pas pénétrer cette frontière (s'il constitue un obstacle conducteur parfait) et le plasma à l'intérieur de celle-ci est entièrement d'origine planétaire. L'ionosphère de Mars a été étudiée principalement par radio occultation [e.g. Kliore, 1992], mais les observations in situ étaient très parcellaires: deux profils de température et densité d'électrons obtenus par les sondes Viking 1 et 2 lors de leur descente sur la surface martienne [e.g., Hanson and Mantas, 1988]. En conséquence, l'existence d'une frontière comme l'"ionopause" vénusienne restait à prouver, ce qui n'a

pourtant pas freiné le développement de modèles pour expliquer de façon globale l'interaction du vent solaire avec Mars.

1.2 Modèles d'interaction du vent solaire avec Mars

Les objectifs principaux de la modélisation de l'interaction du vent solaire avec une planète sont: prédire la position des principales frontières et régions (onde de choc, magnétogaine,...), et fournir des valeurs caractérisant le plasma dans la région d'interaction susceptibles d'être mesurées par les sondes spatiales. Parmi les grandeurs supposées connues on trouve les propriétés du vent solaire aux environs de la planète et celles de la planète elle-même: ionosphère, exosphère, champ magnétique, etc.

La méthodologie employée dans le développement de la plupart des modèles mathématiques se décompose en quatre étapes: a) considérer les processus physiques les plus pertinents (dans la mesure du possible); b) introduire des approximations plausibles afin d'arriver à des temps de calcul raisonnables pour résoudre les équations qui caractérisent les modèles; c) calculer des solutions numériques; et d) évaluer les résultats via des comparaisons avec les données in situ disponibles et d'autres résultats théoriques.

Il existe une hiérarchie des modèles d'approximation ordonnés en fonction de leur degré de "réalisme" dans la représentation de la physique sous-jacente. Ces représentations peuvent être fluides, avec des particules, ou des combinaisons hybrides des deux. Voici les principaux modèles utilisés pour décrire l'interaction du vent solaire avec Mars:

Dynamique des gaz plus champ magnétique convecté. Ces modèles traitent le plasma du vent solaire comme l'écoulement d'un gaz idéal (en négligeant les effets des champs magnétiques et électriques) sous la forme d'un fluide à proximité d'un obstacle dur (dont la taille est imposée de façon arbitraire) via les équations de conservation de masse, quantité de mouvement et d'énergie de l'hydrodynamique. Une fois les solutions obtenues, le champ magnétique "s'ajoute" à l'écoulement en lui imposant au niveau local la même vitesse que celle du gaz. Cette approche n'est donc pas auto-cohérente.

Modèles magnétohydrodynamiques (MHD). La théorie MHD nous fournit la représentation auto-cohérente la plus simple. Les équations employées sont obtenues à partir des principes de conservation (masse, quantité de mouvement, énergie) et sont accompagnées par les équations de Maxwell et d'autres relations accessoires en considérant un plasma à une seule composante. Même si au début on considère plusieurs espèces (par exemple, H^+ , O_2^+ , O^+ , en plus des électrons) ainsi que les réactions chimiques qui interviennent dans leurs production et perte, la solution finale apparaît en termes de densité, vitesse, pression, température, etc. uniques. [*Spreiter and Rizzi, 1972; Liu et al., 1999; Tanaka and Murawski, 1997, Ma et al., 2002*].

Modèles de plasma multi-fluide. Ces modèles représentent un niveau supérieur dans la description de l'interaction, en utilisant un groupe d'équations de continuité et de conservation de quantité de mouvement de la MHD pour chaque composante considérée du plasma. En général, on choisit parmi les ions deux composantes: l'une représentant le plasma du vent solaire (des H^+) et l'autre représentant les ions d'origine planétaire (H^+ , O^+ , etc.). Ces modèles se montrent de plus en plus performants dans la description de l'interaction du vent solaire avec les comètes et Mars. Ils essaient de reproduire la nature multi-ionique de l'interaction en permettant des valeurs différentes de vitesse pour les différentes composantes de fluide, malgré quelques restrictions, comme le fait que la pression des ions est considérée négligeable (approximation "plasma froid") ou le fait que la description est à deux dimensions [*Sauer et al., 1994*].

Modèles cinétiques et hybrides. La théorie cinétique est un modèle à mi-parcours entre les modèles décrivant les particules individuellement et les modèles fluides. Les équations utilisées sont celles qui déterminent l'évolution de la fonction de distribution de vitesse des particules, plus les équations de Maxwell. Quoiqu'il y ait des modèles cinétiques qui décrivent des aspects locaux de l'interaction [par exemple, *Lembège, 1990*], aucun modèle global cinétique de l'interaction vent solaire-Mars n'existe à présent du fait des limitations concernant la connaissance de certains processus physiques microscopiques et la capacité de calcul des ordinateurs existants. Cependant, des modèles dits "hybrides" ou semi-cinétiques qui considèrent les ions (d'origine planétaire et solaire) comme des particules et les électrons comme un fluide

sans masse, sont très performants en décrivant le caractère asymétrique de certaines structures dans l'interaction puisqu'ils tiennent compte des phénomènes comme l'implantation d'ions planétaires dans le vent solaire [par exemple, *Moore et al.*, 1991; *Chanteur*, 2000; *Chanteur and Modolo*, 2003].

I.2.1 Dynamique des gaz plus champ magnétique convecté.

La version la plus répandue du modèle gasdynamique ou de la dynamique des gaz avec convection du champ magnétique pour une planète non magnétisée est celle développée dans *Spreiter and Stahara*, [1985]. Le point de départ de ce modèle est l'ensemble des équations de la magnétohydrodynamique à symétrie cylindrique (coordonnées x et R) sans dissipation pour un gaz idéal auquel on impose les simplifications suivantes, on considère: a) que la surface qui représente l'obstacle à l'écoulement du vent solaire (l'ionopause dans le cas de Venus, la magnetopause dans le cas de la Terre) est une discontinuité tangentielle MHD; b) que le choc ressemble à une onde de choc gasdynamique (en supposant que le choc corresponde à un choc MHD rapide avec une valeur de M_A grande loin de la planète); c) que le champ magnétique est négligeable dans les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie (pour des M_A grands, les termes magnétiques sont petits), et d) on néglige les effets gravitationnels.

Ainsi, si l'on fournit la position de l'obstacle il est possible de calculer la position de l'onde de choc (axisymétrique) et les propriétés du flot (pression p , vitesse $\mathbf{v} = (u, v)$, u et v étant les composantes axiale et radiale respectivement, ρ la densité, et T la température), à partir des équations qui sont identiques à celles de la dynamique des gaz:

$$p = \frac{\rho R^* T}{\bar{m}} \quad (\text{I.22})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (\text{I.23})$$

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + p \mathbf{I}) = 0 \quad (\text{I.24})$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial R} = H \quad (\text{I.25})$$

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \end{bmatrix}$$

$$F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \end{bmatrix}, \quad H = -\frac{1}{R} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ pv^2 \\ (e+p)v \end{bmatrix}$$

où R^* est la constante universelle des gaz, \bar{m} est la masse moléculaire moyenne du gaz en u.m.a., p est la pression scalaire, ρ la densité, e l'énergie interne par unité de masse. Le champ magnétique n'a pas d'influence sur la solution et est calculé à partir des solutions obtenues en utilisant les équations de Maxwell pour le cas MHD non dissipatif:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) ; \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (I.26)$$

Ainsi, les valeurs de \mathbf{B} obtenues par ce modèle non auto-cohérent sont différentes de celles données par la MHD non dissipative.

La Figure I.13 montre le résultat d'une simulation de l'interaction du vent solaire avec Vénus d'après la dynamique des gaz [Spreiter and Stahara, 1992]. Sur le panneau du haut, nous voyons les lignes d'écoulement et sur le panneau du bas les lignes de champ magnétique convecté. Nous pouvons voir que le choc est la seule discontinuité créée par le modèle, puisque l'obstacle final, normalement associé à "l'ionopause", est imposé. Entre ces deux frontières, le flot est laminaire et le champ magnétique s'enroule (effet de "draping" ou "d'enroulement") autour de l'obstacle de façon régulière et continue depuis l'onde de choc. Ce draping apparaît car le champ magnétique est gelé dans le fluide.

La dynamique des gaz est un modèle qui ne peut rien nous apprendre sur les processus physiques ayant lieu dans le plasma, c'est donc un modèle purement descriptif.

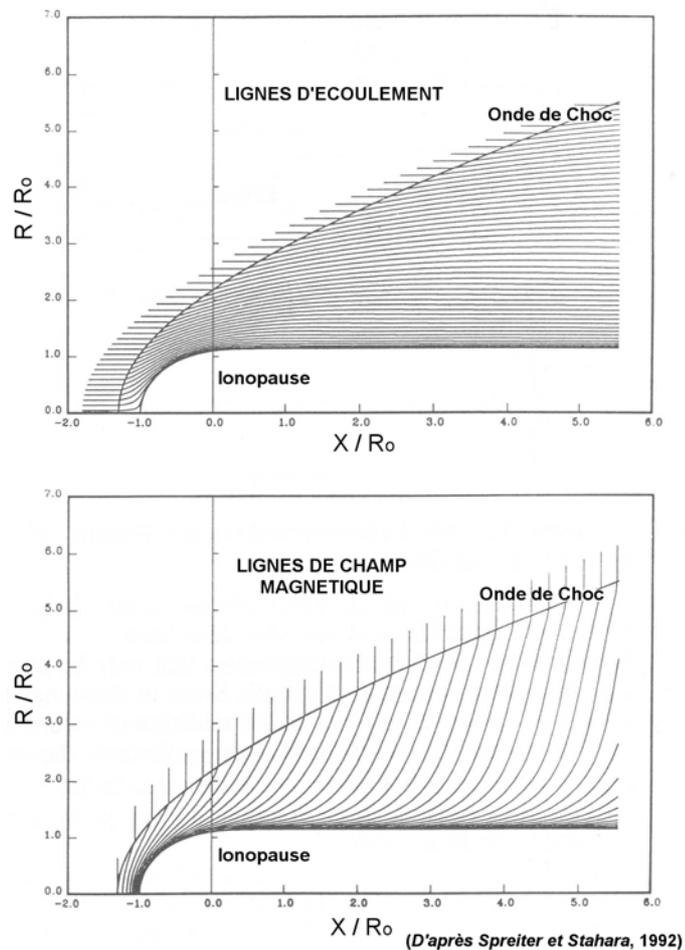


Figure I.13. Exemple de simulation de l'écoulement du vent solaire autour d'un obstacle dur d'après le modèle basique de dynamique des gaz plus un champ magnétique convecté pour des conditions représentatives du vent solaire à l'orbite vénusienne [Spreiter and Stahara, 1992]

I.2.2 MHD monofluide

Les modèles MHD présentent une vision plus réaliste et cohérente de l'interaction comparée à celle de la dynamique des gaz, puisqu'ils tiennent compte des processus physiques les plus importants. Cependant, les modèles MHD donnent une description basée sur des hypothèses qui en général ne sont pas satisfaites. La première est l'aspect macroscopique, la description par la MHD se justifie dans le cas où les structures concernées et les variations spatiales ont une taille très supérieure au rayon de giration de l'espèce ionique la plus lourde. La deuxième hypothèse est la limite inférieure sur les temps caractéristiques de variation des différentes grandeurs qui doivent être beaucoup plus grands que la période cyclotron de l'espèce la plus lourde

considérée. En particulier, la première de ces deux conditions n'est pas satisfaite dans le cas de Mars car l'épaisseur de la magnétogaine dans la direction subsolaire est comparable au rayon de giration des protons. À ces hypothèses, il faut encore ajouter une limitation majeure: afin de simplifier on suppose en effet que toutes les composantes du plasma ont la même vitesse et la même température.

Le groupe d'équations utilisées dans la plupart des travaux en MHD sont du type suivant [Ma *et al.*, 2002]:

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + (\nabla \cdot \mathbf{F})^T = \mathbf{Q} \quad (\text{I.27})$$

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \{ \rho_1 + \rho_2 + \rho_3 \} u^2 + \frac{1}{\gamma - 1} p + \frac{\mathbf{B}^2}{2} \quad (\text{I.28})$$

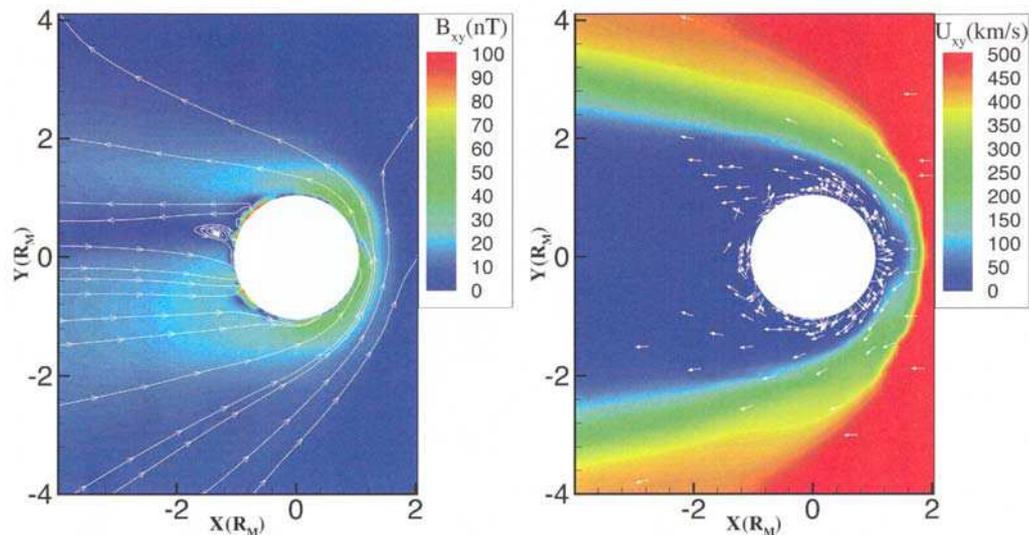
$$\mathbf{W} = \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \rho_2 \\ \rho_3 \\ (\rho_1 + \rho_2 + \rho_3) \mathbf{u} \\ \mathbf{B} \\ \varepsilon \end{bmatrix} \quad (\text{I.29})$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho_1 \mathbf{u} \\ \rho_2 \mathbf{u} \\ \rho_3 \mathbf{u} \\ (\rho_1 + \rho_2 + \rho_3) \mathbf{u} \mathbf{u} + \left(p + \frac{B^2}{2} \right) \mathbf{I} - \mathbf{B} \mathbf{B} \\ \mathbf{u} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{u} \\ \mathbf{u} \left(\varepsilon + p + \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{B} \right) - \{ \mathbf{B} \cdot \mathbf{u} \} \mathbf{B} \end{bmatrix} \quad (\text{I.30})$$

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} 0 \\ S_2 - L_2 \\ S_3 - L_3 \\ \{ \rho_1 + \rho_2 + \rho_3 \} \mathbf{g} - \{ \rho_1 + \rho_2 + \rho_3 \} \nu \mathbf{u} - \mathbf{u} L_2 - \mathbf{u} L_3 \\ 0 \\ Q_6 \end{bmatrix} \quad (\text{I.31})$$

Dans ces équations les deuxièmes membres contiennent les termes de perte et production et varient en fonction de la quantité d'espèces considérée. Dans des travaux

récents [e.g. *Ma et al.*, 2002], trois espèces ioniques de densités différentes (ρ_1 , ρ_2 , ρ_3) mais possédant toutes la même vitesse \mathbf{u} ont été introduites: des protons qui représentent le vent solaire, et O^+ et O_2^+ comme les constituants les plus importants de l'ionosphère.



Ma et al., 2002

Figure I.14. Simulation MHD de l'interaction du vent solaire avec Vénus [*Ma et al.*, 2002].

Les simulations reproduisent une onde de choc stationnaire au travers de laquelle l'écoulement est fortement ralenti, chauffé et devient plus dense. Ensuite, le plasma continue à une vitesse de plus en plus lente tandis qu'il commence à changer de direction afin d'éviter l'obstacle représenté par la planète. A mesure que le flot se ralentit, le champ magnétique se modifie aussi en devenant progressivement plus fort et les différences de vitesse des lignes du champ magnétique entre la région proche à la planète et les régions lointaines provoquent le phénomène de "draping" mentionné précédemment. Cet empilement du champ se poursuit jusqu'à une deuxième frontière interne où l'écoulement devient presque entièrement tangentiel. En même temps, par conservation de la pression, la densité juste au dessus de cette frontière est minimale, tandis que la pression magnétique y atteint son maximum (barrière magnétique). Les propriétés de cette frontière ont permis de l'associer à "l'ionopause" pour le cas de Vénus quand la pression dynamique du vent solaire était inférieure à la pression thermique du plasma de l'ionosphère. Dans ce cas, la frontière a les caractéristiques

d'une discontinuité tangentielle et marque l'entrée dans une région où le champ magnétique est presque nul et l'écoulement quasi stagnant (Figure I.14).

I.2.3 MHD Hall multifluide

L'idée d'appliquer des modèles MHD multifluides afin de décrire l'interaction du vent solaire avec un objet non magnétisé entouré d'une exosphère est survenue à partir des observations des comètes qui montraient que ces objets étaient des sources intenses d'ions dits "lourds" (par exemple, les ions du groupe de l'eau) avec des propriétés différentes de celles des populations du vent solaire.

Les observations de la mission AMPTE [Valenzuela *et al.*, 1986], pendant laquelle un "obstacle" du type cométaire était créé artificiellement en lançant du baryum (Ba) dans le vent solaire, ont permis d'observer que les propriétés dynamiques des ions lourds (en l'occurrence, Ba) étaient différentes de celles des protons du vent solaire et donc l'approche MHD ne pouvait pas être appliquée. Quelques années plus tard, on assistait aux premiers travaux décrivant l'interaction du vent solaire avec les comètes à partir des modèles MHD multifluides comme une alternative aux modèles MHD à un seul fluide, incapables de reproduire une troisième frontière plasma située entre l'onde de choc et la cavité diamagnétique rencontrée initialement par la sonde Giotto: la frontière d'empilement magnétique [Neubauer, 1987] que nous décrirons plus loin et qui fera l'objet d'une étude décrite dans le chapitre V.

Dans la version la plus répandue de ces modèles, Sauer *et al.* [1995] considèrent deux fluides ioniques séparés: les protons (p) qui représentent le vent solaire et des ions lourds (h) qui représentent la population d'origine planétaire. Afin d'obtenir les équations qui décrivent la dynamique de ces deux populations, il faut considérer tout d'abord les équations de conservation de la quantité de mouvement pour chacune d'entre elles en supposant que la pression des ions est isotrope (scalaire) et le plasma d'ions isotherme:

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha}) + \nabla \cdot \left(n_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha} \mathbf{v}_{\alpha} + \frac{P_{\alpha}}{m_{\alpha}} \right) = \frac{en_{\alpha}}{m_{\alpha}} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_{\alpha} \times \mathbf{B}); \quad \alpha = p, h \quad (\text{I.32})$$

Les deux fluides sont couplés seulement par les champs électromagnétiques macroscopiques (force de Lorentz) déterminés par les lois de Faraday et d'Ampère:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (\text{I.33})$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 e \left(n_p \mathbf{v}_p + n_h \mathbf{v}_h - n_e \mathbf{v}_e \right) \quad (\text{I.34})$$

Afin d'assurer la quasi neutralité, le modèle utilise un fluide d'électrons chaud non isotherme et sans masse qui transporte le champ magnétique (Hall MHD). Ainsi, le champ électrique est exprimé de la façon suivante (loi d'Ohm):

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{en_e} \nabla p_e - \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} \quad (\text{I.35})$$

où n_e est la densité, p_e est la pression thermique et \mathbf{v}_e la vitesse moyenne des électrons.

Enfin \mathbf{v}_e est remplacée par sa valeur d'après la loi d'Ampère et la condition de quasi-neutralité complète le système d'équations. Les équations qui décrivent le couplage entre les deux fluides ioniques s'obtiennent en combinant les équations de continuité et de quantité de mouvement mentionnées plus haut, plus la loi de Faraday et l'équation d'énergie pour les électrons:

$$\partial_t n_p + \nabla \cdot (n_p \mathbf{v}_p) = 0 \quad (\text{I.36})$$

$$\partial_t (n_p \mathbf{v}_p) + \nabla \cdot (n_p \mathbf{v}_p \mathbf{v}_p) = \frac{n_p}{n_e} \left[-\frac{1}{2} \nabla (\beta_e P_e + B^2) + \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} + n_h (\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_h) \times \mathbf{B} \right] \quad (\text{I.37})$$

$$\partial_t n_h + \nabla \cdot (n_h \mathbf{v}_h) = \sigma_h \quad (\text{I.38})$$

$$\partial_t (n_h \mathbf{v}_h) + \nabla \cdot (n_h \mathbf{v}_h \mathbf{v}_h) = \frac{n_h m_p}{n_e m_h} \left[-\frac{1}{2} \nabla (\beta_e P_e + B^2) + \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} + n_p (\mathbf{v}_h - \mathbf{v}_p) \times \mathbf{B} \right] \quad (\text{I.39})$$

et

$$\partial_t \mathbf{B} + \nabla \cdot (\mathbf{v}_e \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{v}_e \quad (\text{I.40})$$

$$\partial_t P_e + \nabla \cdot (P_e \mathbf{v}_e) + (\gamma_e - 1) P_e \nabla \cdot \mathbf{v}_e = 0 \quad (\text{I.41})$$

où $\partial_t = \partial/\partial t$, $\gamma = 5/3$ et $T_p = T_h = cte$ (en général = 0, i.e., approximation du plasma froid). Le taux de production est $q = n_0 v$ où n_0 est la densité de neutres et v le taux d'ionisation.

La différence essentielle avec la MHD monofluide est l'apparition du terme de couplage $(\mathbf{v}_p - \mathbf{v}_h) \times \mathbf{B}$ dans les équations (I.37, I.39) qui provient de la possibilité d'avoir $\mathbf{v}_p \neq \mathbf{v}_h$.

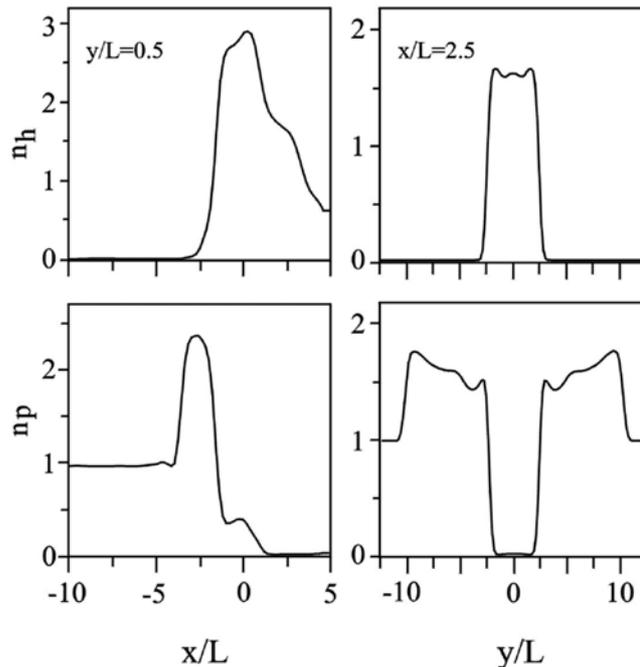


Figure I.15. Résultats d'une simulation 2D Hall MHD bi-ionique de l'interaction du vent solaire avec une source d'ions lourds (sans champ magnétique). Les panneaux montrent la densité des protons du vent solaire n_p et la densité d'ions lourds n_h sur l'un des flancs (panneaux de gauche) et à travers la queue (panneaux de droite) [Sauer and Dubinin, 2004, en préparation].

Dans le cas plus simple, Sauer *et al.*, [1995] ont étudié le couplage entre les deux composantes ioniques via le champ électrique dû au gradient de la pression des électrons, en considérant $\mathbf{B} = 0$, $T_p = T_h = 0$ ainsi qu'une source d'ions lourds. La Figure I.15 montre les résultats de cette simulation pour la densité des protons (n_p) et la densité des ions lourds (n_h) pour deux plans dans la boîte bidimensionnelle de simulation, dans laquelle on utilise un système de coordonnées cartésiennes centré sur l'objet où l'axe x pointe dans la direction du vent solaire. Le premier plan se situe sur l'un des flancs ($y/L = 0.5$ où L est l'échelle de hauteur des ions lourds) et le deuxième plan coupe la région de la queue ($x/L = 2.5$). Pour le premier plan nous pouvons observer que l'onde de choc est caractérisée par une forte augmentation dans la densité des protons ($x/L \sim -4$). Plus à l'intérieur nous observons une autre frontière caractérisée par une forte chute de n_p

(autour de $x/L = -2$) qui est accompagnée par une brusque croissance de la densité d'ions lourds. Ce même comportement peut aussi être observé sur le plan $x/L = 2.5$ en révélant qu'au niveau de cette frontière il y a un remplacement des protons du vent solaire par les ions lourds. La Figure I.16 montre que cette frontière représente un obstacle pour la population du vent solaire qui transfère presque toute sa quantité de mouvement aux ions lourds. Pour cette raison cette frontière avait été appelée protonopause (PP) par *Sauer et al.* [1994].

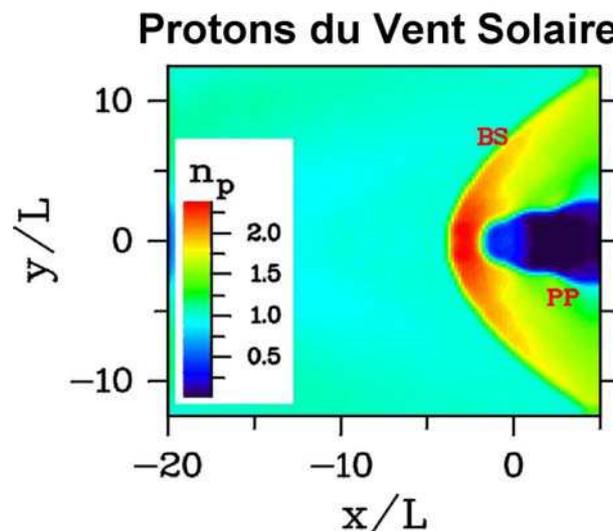


Figure I.16. Distribution de la densité des protons obtenue à partir d'une simulation Hall MHD bi-ionique à deux dimensions de l'interaction du vent solaire avec une source d'ions lourds (sans champ magnétique) [d'après *Sauer and Dubinin*, 2004, en préparation].

Le champ magnétique \mathbf{B} peut être obtenu à partir de la dynamique des électrons et ainsi la chute dans la vitesse des électrons à travers cette frontière a comme contrepartie des changements drastiques au niveau de la direction et de la magnitude du champ magnétique. Nous discuterons ces résultats dans le chapitre V.

I.2.4 Modèles cinétiques et hybrides

Dans le cas d'une planète comme Mars ou Vénus, où l'interaction est essentiellement multi-ionique et où la taille de certaines régions et frontières sont comparables avec le rayon de giration des ions, les modèles cinétiques et hybrides deviennent absolument nécessaires [*Phillips and McComas*, 1991]. Pour des raisons "économiques" vis-à-vis du temps de calcul, le formalisme hybride traite les ions comme des particules individuelles et les électrons comme un fluide. Cette approche est

justifié lorsque le comportement du plasma à étudier est dominé par la physique des ions. L'utilisation du formalisme hybride [Harned, 1982] sous la forme des codes numériques a commencé pendant les années 80 avec des études à une dimension des frontières comme l'onde de choc [Leroy et al., 1982], suivies des applications plus générales comme l'interaction du vent solaire avec les comètes [Omididi and Winske, 1986] et Vénus [Winske and Quest, 1986]. Les simulations 3D appliquées à l'interaction martienne et vénusienne commencent au début des années 90 avec des travaux qui modélisent des portions dans la région côté jour d'interaction, mais avec des limitations importantes comme l'absence d'alourdissement [Brecht, 1990]. Les plus récents de ces types de travaux appartiennent à Brecht and Ferrante [1991] et Brecht [1997] qui simulent l'ionosphère par une simple "boule" conductrice, ce qui est très peu réaliste compte tenu de ce qui a été décrit auparavant.

D'autres simulations 3D ont inclus une source de masse, mais parfois au détriment de la taille de la région simulée à cause des limitations liées au temps de calcul. Ceci est le cas du modèle utilisé par Moore et al. [1991] qui simule la région côté jour de l'interaction du vent solaire avec Vénus. Pourtant, il s'agit de l'un des modèles les plus complets en ce qui concerne les éléments qui interviennent dans l'interaction ainsi que la variété des processus physiques qui peuvent avoir lieu. Ce modèle utilise des valeurs réalistes pour le champ magnétique interplanétaire ainsi que pour le taux de production d'ions planétaires. Cependant, la simulation ne comprend que la moitié de la planète. Finalement, ce modèle inclut les effets liés aux valeurs finies du rayon de giration des ions, les effets non isotropes ainsi que l'effet Hall (déjà mentionné dans la section précédente). La méthodologie employée est la suivante: les champs électrique et magnétique sont tout d'abord obtenus en fonction des distributions spatiales des ions et électrons préexistantes. Ensuite, les ions et les électrons sont censés se déplacer sous l'influence de ces champs. Ces deux étapes se répètent pour chaque point d'une maille de simulation pendant une période de temps prédéfinie. Comme résultat, on trouve de la même manière que pour les simulations bi-ioniques une différenciation entre la population du vent solaire et les ions planétaires à l'endroit où l'on observe le début de la région de la barrière magnétique.

Des développements très récents ont été montrés par Chanteur et al. [2003] dans le cas de Mars. Les résultats de ces simulations seront discutés dans le chapitre V.

Chapitre II

Les moyens expérimentaux
et les principales méthodes
d'analyse

Contenu

II.1 Mars Global Surveyor.

II.1.1 La mission.

II.1.2 L'expérience MAG/ER.

Les magnétomètres (MAG).

Le spectromètre d'électrons (ER)

II.2 Méthodes d'analyse.

II.2.1 L'Analyse de Minimum de variance (MVA).

II.2.1.1 Application à l'analyse d'ondes.

II.2.1.2 Détermination de la normale à une frontière.

II.2.2 Analyse de Fourier et en ondelettes.

Analyse de Fourier.

Analyse en Ondelettes.

II.3 Etude de l'effet des champs parasites.

II.1 Mars Global Surveyor

II.1.1 La mission

La sonde Mars Global Surveyor (MGS) a été lancée le 7 novembre 1996 depuis le centre spatial Kennedy en Floride (Etats Unis) en route pour Mars. Après 309 jours de voyage interplanétaire, la sonde atteignait enfin son objectif le 11 septembre 1997, 4 ans après l'échec de la précédente, la sonde Mars Observer (MOM) perdue lors de son insertion en orbite.

Suite à l'échec de MOM, plusieurs de ses instruments ont été ré-embarqués sur MGS et ainsi, la plupart des objectifs de MOM ont été repris par MGS:

- Caractériser la morphologie de la surface martienne.
- Déterminer la composition, la distribution, et mesurer les propriétés thermiques de la surface.
- Déterminer la topographie globale, la forme géodésique et le champ gravitationnel martien.
- Etablir la nature du champ magnétique martien et le caractériser.
- Surveiller la météorologie et la structure thermique de l'atmosphère.
- Etudier l'interaction surface / atmosphère le long d'un cycle saisonnier.
- Fournir un relais satellite pour des missions à venir.

Originellement, la Mission Mars Global Surveyor était divisée en cinq phases (Figure II.1):

- Le voyage interplanétaire (7 novembre, 1996 – 11 septembre, 1997).
- Une phase courte d'insertion en orbite autour de Mars.
- La phase d'aérofreinage (prévue entre le 11 septembre 1997 et mars 1998), où la sonde devait s'insérer sur une orbite elliptique autour de la planète avec un périastre suffisamment bas pour que la friction provoquée par l'atmosphère martienne remplace le freinage par des moteurs afin d'arriver à une orbite finale circulaire pour la cartographie.
- La phase de cartographie de la surface martienne depuis une orbite à 400 km d'altitude (mars 1998 – février 2000) avec une période orbitale de 2 heures.

- Enfin, jusqu'à 2003 MGS était censée servir comme relais satellite pour des missions futures (Mars Climate Orbiter et Mars Polar Lander).

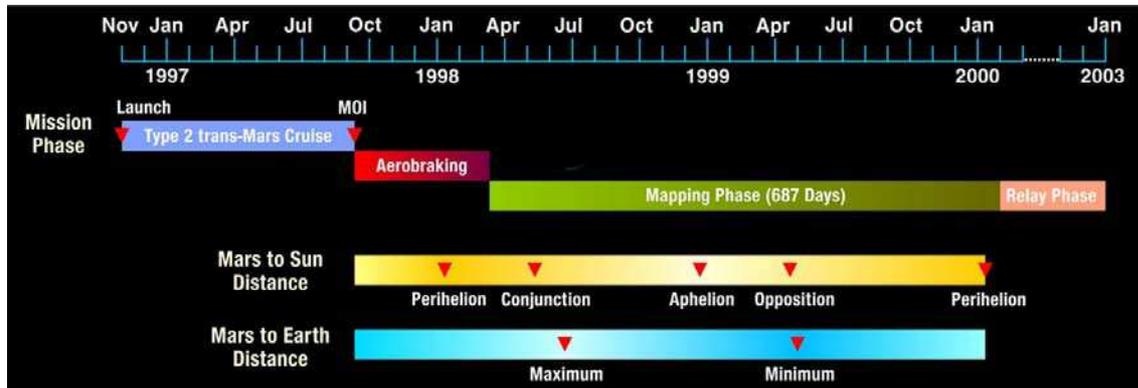


Figure II.1. Les cinq phases de la mission Mars Global Surveyor initialement prévues (site internet de MGS: <http://mars.jpl.nasa.gov/mgs/>)

La Figure II.2 montre la sonde MGS sous différentes configurations au cours de la mission. Juste après le lancement et pendant toute la phase de croisière, MGS s'est trouvée dans une configuration semi-ouverte, en rotation contrôlée autour de l'axe X du repère dit "payload", qui coïncidait avec l'axe de symétrie de son antenne à haut gain (HGA d'après l'anglais "high gain antenna") qui n'était pas encore déployée. Lors de l'arrivée à Mars, MGS a été placée sur une orbite très elliptique de 45 heures de période grâce à l'allumage des moteurs de la sonde pendant 23 minutes. Une fois en orbite, la phase d'aérofreinage n'a commencé qu'au cours du troisième passage au périastre (orbite P003, où P indique le périastre) où la sonde a adopté une configuration en forme de V où la surface des panneaux solaires jouait un rôle central dans la dissipation de l'énergie cinétique par frottement avec l'atmosphère. En même temps, la sonde pointait vers la planète (nadir) pour tester les différentes expériences à bord (en particulier la caméra). Une fois l'aérofreinage achevé, la sonde devait déployer son antenne HGA en mettant ses panneaux solaires en orientation parallèle.

Pourtant, au point le plus bas de l'orbite P015 la sonde a subi de fortes vibrations au niveau d'un de ses panneaux solaires. Ces vibrations étaient dues à l'un des éléments du mécanisme de contrôle de l'un des panneaux qui avait été endommagé lors du déploiement de la sonde juste après le lancement (le panneau n'étant pas

complètement déployé). Le périastre de l'orbite a donc été rapidement relevé afin de diminuer la pression sur les panneaux en interrompant temporairement la phase d'aérofreinage telle qu'elle était prévue initialement.

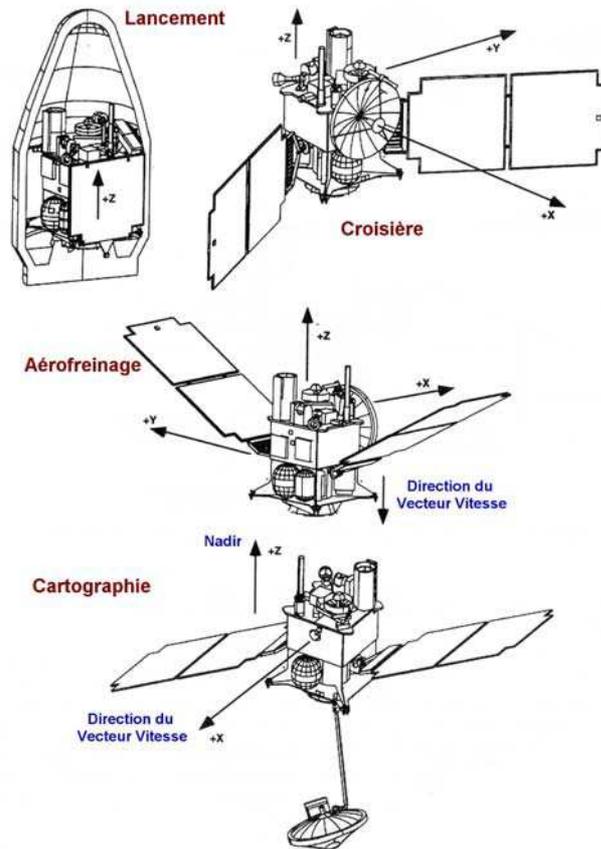


Figure II.2. Différentes configurations de la sonde MGS pour les différentes étapes de la mission [d'après Albee et al., 2001].

La Figure II.3 montre les variations de la période orbitale, le temps local et l'altitude du périastre de MGS en fonction du temps avant et après l'incident lors de l'orbite P015. Après quelques orbites, l'aérofreinage a été repris mais de façon moins intense (en modifiant l'orientation des panneaux pour éviter de détériorer voire de replier le panneau incomplètement déployé). Ainsi, contrairement au plan original, la date d'arrivée à une orbite circulaire a été reportée d'un an. Pour arriver à une orbite similaire à celle prévue à l'origine, la phase d'aérofreinage a dû être divisée en deux étapes AB1 et AB2, séparées par une période dite Science Phasing Orbits (SPO) où l'aérofreinage était suspendu. Au cours de cette phase intermédiaire, qui va du 27 mars au 22 septembre 1998, l'altitude du périastre a été remontée à 170 km et l'altitude de

l'apoastre a été fixée à 17800 km. Ces orbites avaient un temps local variable entre Minuit et 16 heures, et une période de 11.6 h. Ensuite, la deuxième phase d'aérofreinage s'est étendue jusqu'au 19 février 1999, où la sonde est arrivée à une orbite circulaire de 378 km d'altitude et un temps local de 2 h. Le Tableau II.1 montre les événements les plus importants postérieurs à l'insertion de MGS en orbite autour de Mars. C'est uniquement sur cet ensemble d'orbites que porte ce travail. Les orbites antérieures à la phase de cartographie sont désignées P001...P1683 en commençant par le périastre de l'orbite d'insertion. Le résultat des problèmes techniques évoqués a été d'augmenter énormément le nombre d'orbites elliptiques et la gamme de temps local explorée par rapport à la mission initialement prévue, ce qui a été *in fine* un avantage du point de vue des résultats scientifiques [voir par exemple *Acuña et al.*, 2001].

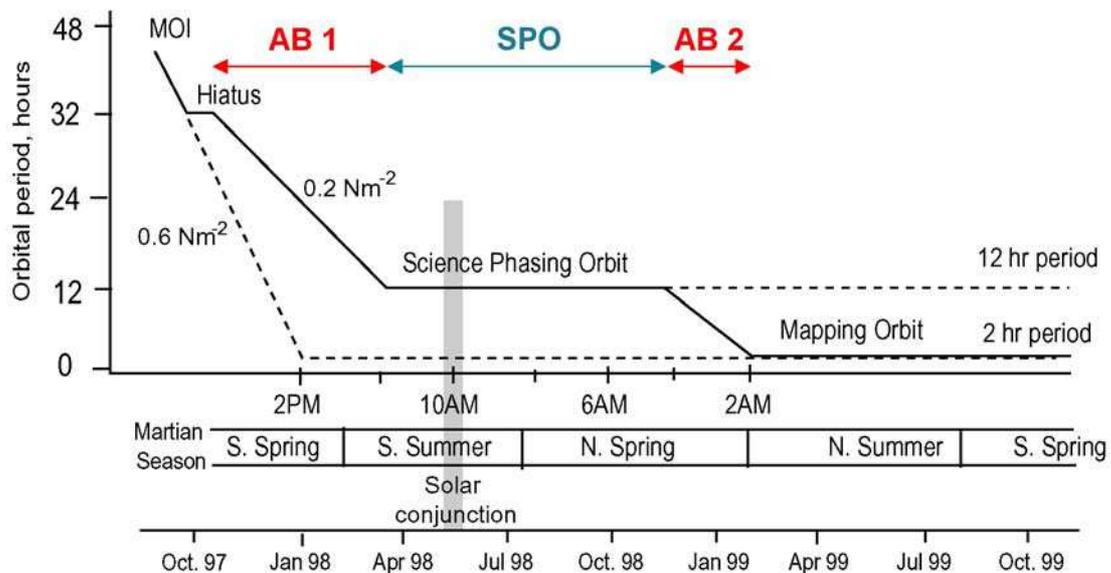


Figure II.3. Période orbitale de MGS en fonction du temps d'après le plan initial (en pointillé) et après (trait continu) la détection du problème sur l'un des panneaux solaires lors de l'orbite P015 [d'après *Albee et al.* 1998].

En dépit de la fin nominale de la mission prévue en février 2000, MGS se trouve toujours en opération à l'heure où sont écrites ces lignes, c'est-à-dire à la fin de sa quatrième année de mission étendue, après avoir parcouru plus de 20000 orbites.

Tableau II.1: Evénements postérieurs à l'insertion en orbite martienne [d'après *Albee et al.*, 2001].

Evénement	Orbite	Date périastre	Période orbitale (h)	Altitude périastre (km)	Altitude apoastre (km)
Insertion en orbite	P001	12/09/1997	44.993	262.9	54026
Début Aérofreinage nominal	P003	15/09/1997	45.3	263	54026
Elévation du périastre	P018	12/10/1997		~115	
Aérofreinage suspendu	P019	13/10/1997	35.4	175	45100
Début phase AB1	P036	07/11/1997	35.4	175	45100
Fin phase AB1	P201	27/03/1998		~125	
Début SPO 1	P202	27/03/1998	11.6	175	17800
Conjonction Solaire	P269	29/04/1998			
Début SPO2	P328	27/05/1998			
Fin SPO2/Début AB2	P573	24/09/1998	11.6	175	17800
AB2				~127	
Calibrage Gravité/MOC	P1285	04/02/1999	118 min	377	454
Fin étape pré-cartographie	P1683	09/03/1999			
Début phase de cartographie	DEX1	09/03/1999	118 min	367.8	438.5
Fin nominale de la mission	DEX8506	01/02/2000			

Pour accomplir les objectifs scientifiques décrits précédemment, la sonde MGS emporte les expériences suivantes:

- Une caméra à haute résolution (Mars Orbiter Camera ou MOC) pour la cartographie globale de la planète [*Malin et al.*, 1992].
- Un altimètre laser (Mars Orbiter Laser Altimeter ou MOLA) visant à caractériser la topographie et le champ gravitationnel martien [*Zuber et al.*, 1992].
- Un spectromètre d'émission thermique (Thermal Emission Spectrometer ou TES) destiné à étudier la surface et l'atmosphère en utilisant la spectroscopie infrarouge [*Christensen et al.*, 1992].
- L'expérience MAG/ER, composée de deux magnétomètres (MAG) qui mesurent l'orientation et l'intensité du champ magnétique et d'un spectromètre d'électrons (ER) qui mesure la fonction de distribution des électrons entre 10 keV et 20 keV [*Acuña et al.*, 1992].

La Figure II.4 montre la position des instruments à bord de MGS pendant la phase de cartographie. Tous les instruments sauf les magnétomètres se trouvent sur une plate-forme d'observation nadir située sur le corps de la sonde.

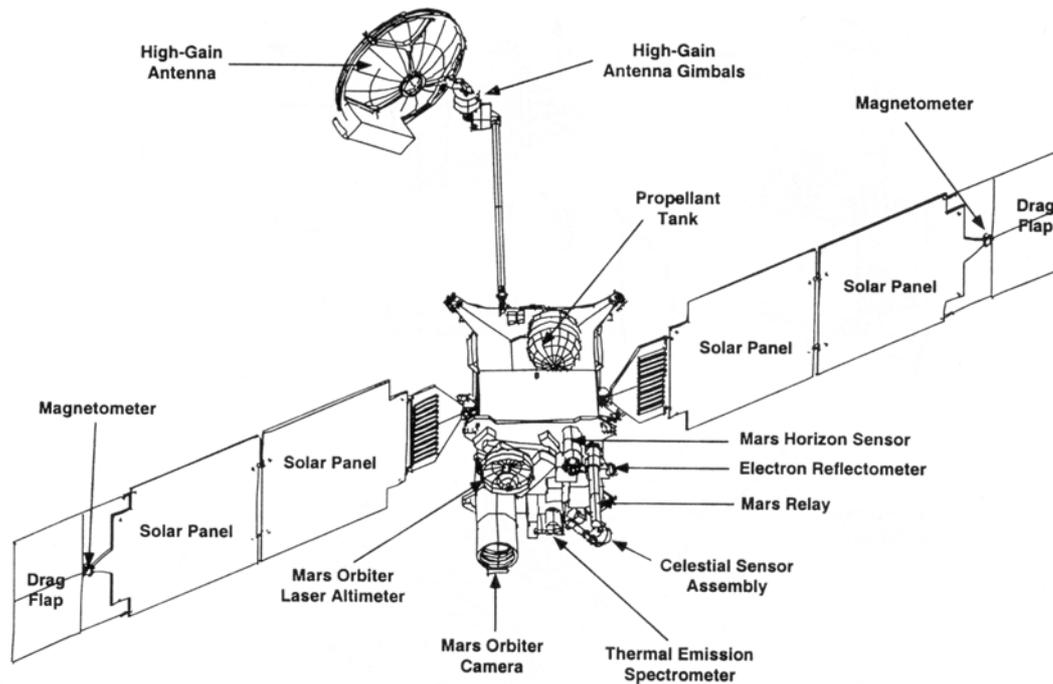


Figure II.4. Instruments à bord de la sonde MGS [Albee *et al.*, 2001].

II.1.2 L'expérience MAG/ER

Bien qu'emportant deux instruments, l'expérience MAG/ER est souvent considérée comme une seule unité les deux instruments ayant toujours été utilisés de manière complémentaire pour la détermination de l'intensité et la direction du champ magnétique. Plus précisément, les objectifs principaux de l'expérience MAG/ER sur MGS étaient centrés sur la description approfondie de la structure du champ magnétique autour de Mars afin de :

- Etablir de manière définitive si Mars possédait ou non un champ magnétique global associé à une dynamo active.
- Développer des modèles appropriés pour représenter ce champ.

- Cartographier le champ magnétique d'origine crustale (s'il y en avait un) avec une résolution compatible avec l'altitude de la sonde et la séparation entre les projections des différentes orbites sur la surface.
- Et finalement, en tant qu'objectif complémentaire pendant l'étape d'aérofreinage, étudier l'interaction du vent solaire avec l'exosphère, l'ionosphère et/ou le champ magnétique de la planète. Ce dernier point était le seul où les deux instruments pouvaient être utilisés de manière totalement indépendante.

Les magnétomètres (MAG)

L'instrument MAG consiste en deux magnétomètres fluxgate tri-axiaux qui mesurent la valeur du champ magnétique ambiant dans des gammes allant de ± 4 nT jusqu'à ± 65536 nT avec une résolution numérique de 12 bits. Les senseurs se trouvent sur les extrémités des panneaux solaires (à ~ 5 m du corps principal de la sonde). Les mesures fournies par ces senseurs jumeaux permettent d'avoir une redondance sur les mesures du champ ambiant, ainsi que de déterminer en temps réel le champ magnétique produit par la sonde [Acuña *et al.*, 1992].

Une fois acquises par les senseurs, les mesures des magnétomètres sont tout d'abord traitées par leur sous-système électronique analogique respectif puis envoyées à l'unité digitale de traitement. Cette dernière incorpore un convertisseur analogique numérique. Les deux magnétomètres effectuent les mesures avec 32 échantillons par seconde. Ces échantillons sont ensuite moyennés ou non en fonction du taux de télémesure. Ainsi nous avons des mesures à 32, 16, et 8 Hz pour des taux de télémesure de 1296 (maximal), 648 et 324 bits/s respectivement.

L'unité digitale de traitement fournit également au microprocesseur de l'expérience l'information nécessaire pour identifier automatiquement, en fonction de la valeur de champ magnétique, l'une des huit gammes préétablies pour le champ magnétique (Tableau II.2).

Si l'amplitude de la composante mesurée dépasse ou passe en dessous du seuil présélectionné, le facteur d'échelle de chaque magnétomètre est augmenté ou diminué de façon à maintenir une résolution optimale. La stratégie de balayage des gammes de mesure est illustrée par la Figure II.5.

Tableau II.2. Gammes de mesure et résolution des magnétomètres.

Gamme	Champ Maximal (nT)	Résolution (nT)
0	± 4	± 0.002
1	± 16	± 0.008
2	± 64	± 0.032
3	± 256	± 0.128
4	± 1024	± 0.512
5	± 4096	± 2.048
6	± 16384	± 8.192
7	± 65536	± 32.768

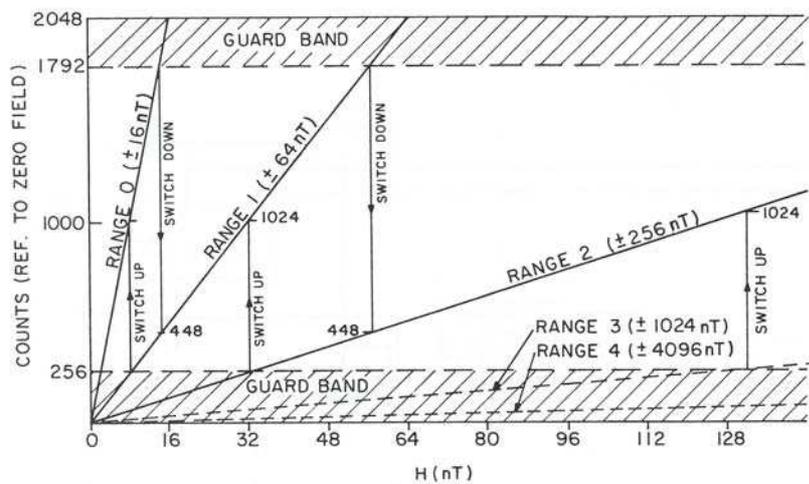


Figure II.5 Stratégie de balayage des gammes de mesure des magnétomètres [Acuña et al., 1992].

Pour optimiser l'utilisation de la largeur de bande destinée à la transmission des données de l'expérience vers la Terre, les observations sont enregistrées de la façon suivante. Au lieu d'envoyer toutes les mesures digitalisées à 12 bits, on prend tout d'abord une mesure sur 24 et on la digitalise à 12 bits (mesure complète ou "full word"). Ensuite, on calcule l'écart entre la mesure "full word" et chacune des 23 mesures suivantes et ces différences sont digitalisées à 6 bits. Toutes ces valeurs (1 mesure complète à 12 bits + 23 écarts à 6 bits) sont alors mises dans le paquet de données, de

sorte que pour reconstruire la série de données il suffit d'ajouter la valeur de la mesure complète aux écarts.

Une fois reçues, les données contenues dans les paquets sont traitées par le programme MGAN (Mars Global surveyor ANalysis program développé par le GSFC) afin d'obtenir une série temporelle continue des vecteurs de champ magnétique dans les différents repères à des résolutions temporelles qui varient en fonction du taux de télémesure. Pour chaque valeur du taux de télémesure, on pourra toujours choisir entre des données à "basse résolution", dans le cas où on ne considère que les mesures complètes, et des données à "haute résolution" lorsqu'on considère aussi les écarts. Le Tableau II.3 montre la résolution temporelle des données magnétiques en fonction du taux de télémesure.

Tableau II.3. Résolution temporelle des données magnétiques en fonction du taux de télémesure.

Télémesure (bits/s)	δt Haute résolution (s)	δt Basse résolution (s)
324	0.1250	3.00
648	0.0625	1.50
1296	0.0313	0.75

Le système de coordonnées utilisé pour représenter le champ magnétique utilisé dans l'étude de l'interaction avec le vent solaire est le MSO (de d'après l'anglais "Mars Solar Orbital"). Ce repère, appelé aussi Sun State (SS), est centré au centre de Mars. L'axe X_{MSO} pointe vers le soleil et l'axe Y_{MSO} est antiparallèle au vecteur vitesse orbitale de la planète et l'axe Z_{MSO} complète la base orthogonale directe.

Le programme MGAN permet d'obtenir les données magnétiques dans d'autres systèmes de coordonnées, comme le repère "payload" précédemment introduit et le repère SENSOR qui est centré sur chaque magnétomètre et dont les axes correspondent aux trois axes de chacun des détecteurs.

L'un des problèmes le plus important concernant la qualité des mesures magnétiques de MGS était le fait que la sonde n'était pas complètement propre du point de vue magnétique. Même si avant le lancement de différents tests avaient contribué à compenser les champs parasites créés par les différents instruments à bord, une

contribution de quelques nT persistait et les magnétomètres mesuraient donc la superposition du champ ambiant plus cette contribution rémanente. Pour estimer et puis compenser cette contribution rémanente, les sources à bord de la sonde ont été groupées en des sources statiques (associées à une magnétisation permanente) et des sources dynamiques (associées aux courants). La contribution la plus importante parmi les sources statiques est celle liée aux aimants situés derrière l'antenne HGA (qui pendant les phases AB et SPO était pliée), tandis que parmi les champs dynamiques qui influençaient le plus les mesures se trouvaient ceux engendrés par les courants circulant dans les panneaux solaires. Dans sa première version, le programme MGAN ne tenait pas compte de ces effets et donc la première distribution des données (Release A) comportait des mesures affectées par ces derniers.

Pendant les mois de Janvier et Février 2000, l'antenne HGA étant déjà déployée, l'équipe MAG/ER a entrepris une série de manœuvres visant à mieux modéliser le champ produit par la sonde [Acuña *et al.*, 2001]. Tout d'abord ont été considérées les mesures obtenues par chacun des deux senseurs en identifiant celui situé sur l'axe +Y "payload" comme "outboard" et celui sur l'axe -Y comme "inboard" par analogie avec l'appellation classique des senseurs situés sur un seul bras. Le champ magnétique mesuré par chaque senseur en coordonnées "payload" (pl) a été modélisé comme:

$$\mathbf{B}_{pl} = [H] \mathbf{B}_s + [T] \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_a + \mathbf{B}_c + [T] \mathbf{B}_{od} + \mathbf{B}_{cd} \quad (\text{II.1})$$

où \mathbf{B}_s est le champ statique de l'antenne HGA dans un repère lié à l'antenne, H est la matrice de transformation entre le repère HGS et le repère "payload", \mathbf{B}_0 est le vecteur offset (constant), T est la matrice de transformation entre le repère des senseurs et le repère "payload", \mathbf{B}_a est le champ ambiant, \mathbf{B}_c est le champ statique de la sonde, \mathbf{B}_{od} et \mathbf{B}_{cd} représentent les champs dynamiques. La différence $[\mathbf{B}_{pl}(\text{IB}) - \mathbf{B}_{pl}(\text{OB})]$ est utilisée pour enlever \mathbf{B}_a et des manœuvres au niveau des senseurs et au niveau de la HGA sont mises en place afin de contraindre les valeurs de \mathbf{B}_0 et \mathbf{B}_s . La Figure II.6 montre le champ de la sonde modélisé à partir des composantes (ΔB_x , ΔB_y , ΔB_z) du vecteur $[\mathbf{B}_{pl}(\text{IB}) - \mathbf{B}_{pl}(\text{OB})]$.

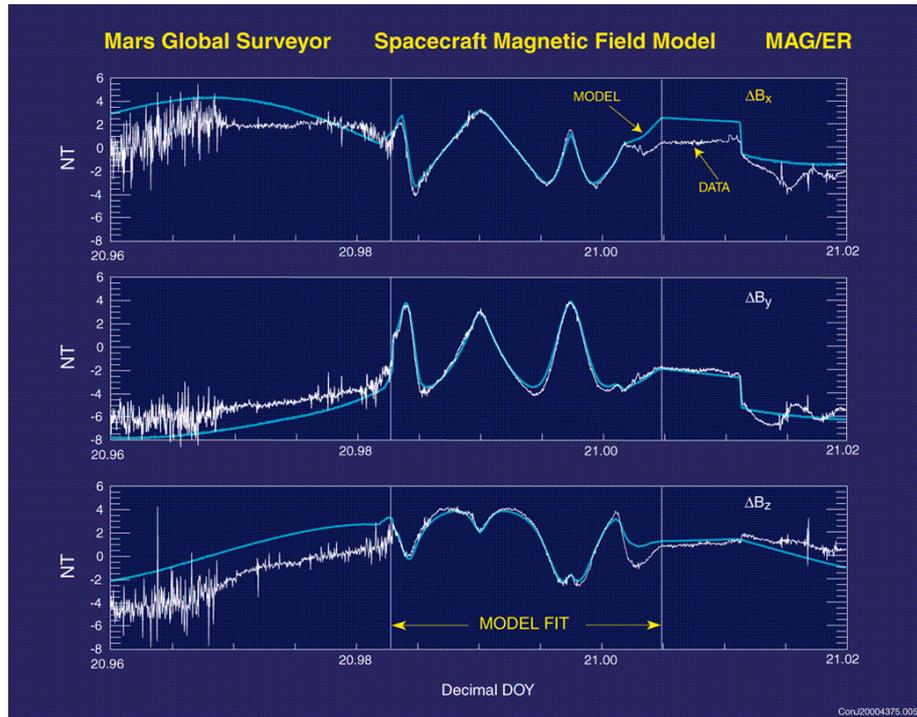


Figure II.6. Modèle du champ magnétique de MGS.

Les observations dans l'ombre de Mars corrigées par ce champ modélisé présentent une incertitude nominale de ± 0.5 nT, mais dès que les panneaux solaires sont illuminés cette incertitude augmente à ± 1 nT [Acuña *et al.*, 2001]. Ces corrections ne concernent que les données "full word" et elles ne sont donc pas disponibles pour les données à haute résolution. Les données magnétiques calibrées ont été distribuées comme "Release B" pour les différencier de la première distribution de données non corrigées "Release A".

Le spectromètre d'électrons (ER)

Le spectromètre d'électrons ER, l'autre instrument de l'expérience MAG/ER, est un analyseur électrostatique à symétrie hémisphérique, avec pour système de détection une galette de micro canaux (MCP, de l'anglais "micro channel plate") et une anode collectrice. Il a été développé par le Laboratoire de Sciences Spatiales de l'Université de Berkeley (Etats-Unis) et le Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements (Toulouse, France). Cet instrument peut être utilisé de façon complémentaire aux magnétomètres MAG dans la détermination des champs magnétiques en utilisant la technique de réflectométrie d'électrons, d'où son nom "Electron Reflectometer" ou ER. Dans cette

section nous allons décrire l'instrument tel qu'il est utilisé dans l'étude de l'interaction avec le vent solaire.

La Figure II.7 montre un schéma qui aide à décrire le fonctionnement de l'ER. L'analyseur comprend deux plaques hémisphériques. L'hémisphère extérieur est connecté à la terre (sonde) et la tension sur l'hémisphère intérieur est réglée pour défléchir des électrons dans une certaine gamme d'énergie vers la galette de micro canaux (MCP). Chaque électron qui impacte sur la MCP produit un nuage de $\sim 10^6$ électrons secondaires qui sont par la suite récoltés par une anode. La position de l'événement sur l'anode est déterminée par l'analyseur de position du pulse (PPA, d'après l'anglais "pulse position analyzer") qui identifie également la direction du faisceau incident sur le plan du champ de vue grâce à la focalisation produite par les plaques. L'ER mesure les flux d'électrons sur des intervalles d'intégration allant de 2 à 48 s, en fonction du taux de télémessure et de l'énergie, dans 16 secteurs de $22.5^\circ \times 14^\circ$ qui couvrent un champ de vue total de $360^\circ \times 14^\circ$.

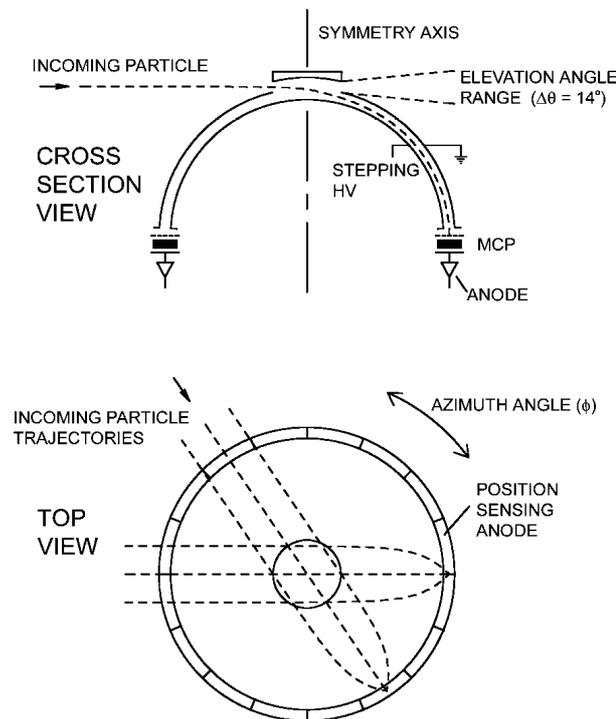


Figure II.7. Schéma qui montre la section transversale et une vue de haut du spectromètre d'électrons ER [Mitchell *et al.*, 2001].

Pendant chaque intégration, l'instrument ER mesure sur 30 canaux d'énergie séparés de façon logarithmique entre 10 eV et 20 keV avec une résolution en énergie de

25%. L'échelle d'énergie est définie par rapport au potentiel de la sonde. Lorsque le satellite est illuminé le potentiel de la sonde diffère légèrement de celui du plasma où il se trouve en produisant l'accélération des électrons avant qu'ils ne rentrent dans le détecteur. D'autre part, les trajectoires des électrons de basse énergie peuvent être défléchies par des champs électriques proches de la sonde. Principalement à cause de ces deux effets les mesures de flux ne sont pas toujours fiables pour les plus basses énergies (10-30 eV).

Le champ de vue balaie 4π stéradians toutes les 50 minutes (la moitié de la période de rotation de la sonde) ce qui est un temps beaucoup plus long que le temps caractéristique de la plupart des échelles de temps d'intérêt dans l'interaction du vent solaire avec Mars. En conséquence, environ 12% de la distribution angulaire des électrons peut être mesuré pendant le temps d'intégration. Avec la valeur du champ magnétique obtenue par le magnétomètre, et pendant la phase de cartographie, le champ de vue peut s'organiser en fonction de l'angle d'attaque α entre la vitesse de l'électron et le champ magnétique:

$$\cos(\alpha) = \cos(\phi - \phi_B) \cos(\theta_B)$$

où ϕ est l'azimut de la vitesse de l'électron incident sur le plan du champ de vue, ϕ_B et θ_B sont respectivement l'azimut et l'élévation du champ magnétique. Pendant une période d'intégration, l'ER couvre la gamme $|\theta_B| < \alpha < 180^\circ - |\theta_B|$. A cause de la rotation lente de la sonde les faisceaux d'électrons alignés au champ magnétique sont rarement détectés, tandis que la population à $\alpha = 90^\circ$ peut être toujours observée.

Le facteur de géométrie pour tout le champ de vue est de $0.02 \text{ cm}^2 \text{ sr}$. D'autre part, l'instrument incorpore plusieurs aménagements nécessaires pour mesurer les flux intenses d'électrons ionosphériques ou de photo-électrons de basse énergie. La gamme de flux d'électrons s'étend sur 11 décades en amplitude et sur 4 en énergie. Le taux de comptage du détecteur est proportionnel au flux d'énergie et couvre 7 décades. Pour maintenir une bonne sensibilité à haute énergie sans pour autant saturer à basse énergie, l'analyseur est équipé d'un atténuateur qui peut réduire le facteur de géométrie par 43.5 pour les énergies inférieures à une centaine d'électron-volts. L'atténuation est achevée en appliquant une tension sur une grille de la fenêtre d'entrée de l'analyseur, ce qui repousse une partie des électrons de basses énergies tout en maintenant la résolution angulaire.

Les événements électrons sont classés par un codeur de position, comptabilisés dans les secteurs d'angle d'attaque et stockés dans la banque de comptage. Ensuite, pour chaque palier d'énergie, le contenu des compteurs est verrouillé et lu par l'unité de traitement des données. Le volume de données acquises par l'ER étant trop important pour être transmis, l'une des tâches principales de l'unité de traitement est de réduire ces données aux paramètres significatifs (angle du cône de perte, spectres en énergie, distributions moyennes) et de les formater pour les transmettre ultérieurement. De la même manière que pour les paquets MAG, les paquets ER sont traités par MGAN afin de produire des séries temporelles avec les valeurs des flux d'électrons pour chaque palier d'énergie à une résolution temporelle maximale de 2s (Tableau II.4).

Tableau II.4. Résolution des données ER (en secondes) pour chaque niveau d'énergie en fonction des différents taux de télémesure.

E (eV)	δt (324 bits/s)	δt (648 bits/s)	δt (1296 bits/s)
844, 515, 314, 191, 116	8	4	2
3689, 2255, 1380	16	8	4
79, 61, 36, 21, 11	24	12	6
9868, 6035, 47, 27, 15	48	24	12

L'instrument ER est orienté de telle façon que son axe de symétrie est perpendiculaire à l'axe z de la sonde (Figure II.2) et quasi-perpendiculaire (80°) à l'axe x. A cause de son orientation, le champ de vue est bloqué par différentes parties de la sonde. Pendant l'aérofreinage l'antenne à haut gain (HGA), qui était pliée, bloquait un secteur de 70° , tandis qu'après le déploiement de l'antenne seuls une extrémité du corps de la sonde et l'un des bras des panneaux solaires obstruent le champ de vue. Lorsque ces obstacles sont illuminés par le soleil, les photoélectrons ainsi créés ($< \sim 80$ eV) rentrent dans l'analyseur en produisant un signal qui dépend du temps à mesure que la sonde tourne. D'autre part, toutes les 50 minutes et pendant ~ 4 minutes, le soleil rentre dans le champ de vue en produisant des cascades de photoélectrons à l'intérieur de l'analyseur qui sont également mesurés par le détecteur. Cet effet s'observe sur toutes les énergies mais il est plus notable dans la gamme 10 – 80eV.

II.2 Méthodes d'analyse

Dans cette section, nous allons décrire quelques techniques de traitement de données utilisées habituellement dans l'étude des plasmas spatiaux à partir des données de champ magnétique.

II.2.1 Analyse de Minimum de variance (MVA)

L'objectif principal de l'analyse de minimum de variance (ou MVA d'après l'anglais minimum variance analysis) est de trouver, à partir des données obtenues par un seul satellite, une estimation de la direction normale à une couche de courant unidimensionnelle ou apparemment unidimensionnelle, un front d'onde ou autre couche de transition dans un plasma. Cette méthode a été utilisée pour la première fois par *Sonnerup and Cahill*, [1967] pour la détermination du vecteur normal à la couche de courant associée à la magnétopause terrestre.

La technique de minimum de variance fournit une estimation de la normale \mathbf{n} à une couche à partir d'une série temporelle (B_1, B_2, \dots, B_N), en calculant la direction du vecteur \mathbf{n} pour lequel la variance de l'ensemble $\{\mathbf{B}^{(m)} \cdot \mathbf{n}\}$ (où $m=1 \dots N$) est minimale. Ceci équivaut à minimiser l'expression:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N [(\mathbf{B}^{(m)} - \langle \mathbf{B} \rangle) \cdot \mathbf{n}]^2, \quad (\text{II.2})$$

où

$$\langle \mathbf{B} \rangle \equiv \frac{1}{N} \sum_{m=1}^N \mathbf{B}^{(m)} \quad (\text{II.3})$$

Si nous imposons en plus la contrainte $|\mathbf{n}|^2=1$ nous pouvons l'implémenter en utilisant le multiplicateur de Lagrange λ , en trouvant la solution du système d'équations homogène:

$$\nabla_{\mathbf{n}} [\sigma^2 - \lambda(|\mathbf{n}|^2 - 1)] = 0 \quad (\text{II.4})$$

où la dérivée est calculée par rapport aux coordonnées de \mathbf{n} dans le repère cartésien (X, Y, Z) choisi pour \mathbf{B} . Ces équations peuvent donc aussi être écrites sous la forme matricielle:

$$\sum_{\nu=1}^3 M_{\mu\nu}^B n_{\nu} = \lambda n_{\nu} \quad (\text{II.5})$$

où $\mu, \nu = 1, 2, 3$ indiquent les composantes X, Y, Z et \mathbf{M}^B est la matrice de covariance du champ magnétique:

$$M_{\mu\nu}^B = \langle B_{\mu} B_{\nu} \rangle - \langle B_{\mu} \rangle \langle B_{\nu} \rangle \quad (\text{II.6})$$

Or, l'équation II.5 montre que les valeurs de λ sont en fait les valeurs propres ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, en ordre décroissant) de la matrice de covariance. Puisque \mathbf{M}^B est diagonale par définition, les valeurs propres sont réelles et leurs vecteurs propres correspondants ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$) sont orthogonaux. Les trois vecteurs propres représentent les directions de variance maximale, intermédiaire et minimale du champ magnétique. En conséquence l'analyse MVA consiste à construire la matrice \mathbf{M}^B pour obtenir ensuite ses valeurs propres et vecteurs propres, la direction de minimum de variance étant définie par le vecteur propre \mathbf{e}_3 .

Après le calcul des vecteurs ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$) nous pouvons exprimer les composantes du champ magnétique dans la base qu'ils définissent d'une façon simple:

$$B_i^{(m)} = \mathbf{B}^{(m)} \cdot \mathbf{e}_i ; i=1,2,3 \quad (\text{II.7})$$

Les incertitudes dans les orientations des vecteurs propres ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$) ainsi que dans les valeurs des composantes du champ magnétique moyen $\langle \mathbf{B} \rangle \cdot \mathbf{e}_i$ peuvent être purement statistiques où bien produites par la non stationnarité où l'aspect non quasi-unidimensionnel de la structure étudiée. Dans ce cas, nous ne nous occuperons que des premières, en sachant que pour le cas des données mono-satellites on peut limiter l'influence des dernières en considérant des intervalles où λ_2 est grand par rapport à λ_3 , ainsi que des intervalles d'analyse qui ne soient pas trop longs. *Khrabrov and Sonnerup* [1998] ont déduit des expressions analytiques pour ces erreurs par analyse de perturbation à partir de l'équation II.5 autour des valeurs non perturbées indiquées avec un astérisque.

$$(M^* + \Delta M) \cdot (x_i^* + \Delta x_i) = (\lambda_i^* + \Delta \lambda_i) (x_i^* + \Delta x_i) \quad (\text{II.8})$$

où $i = 1, 2, 3$ indique les variances maximales, intermédiaire et minimale associées à M^* . En linéarisant la dernière équation et en réécrivant les expressions dans la base des vecteurs propres non perturbés, nous arrivons à l'expression qui permet d'obtenir les

perturbations $\Delta \mathbf{x}_{ij}$ du vecteur propre \mathbf{x}_i dans la direction du vecteur propre \mathbf{x}_i en fonction de ΔM pour l'approximation linéaire:

$$\begin{aligned}\Delta x_{31} = -\Delta x_{13} &= -\frac{\Delta M_{13}}{(\lambda_1^* - \lambda_3^*)} \\ \Delta x_{32} = -\Delta x_{23} &= -\frac{\Delta M_{23}}{(\lambda_2^* - \lambda_3^*)} \\ \Delta x_{21} = -\Delta x_{12} &= -\frac{\Delta M_{21}}{(\lambda_1^* - \lambda_2^*)} \\ \Delta x_{ii} &= 0\end{aligned}\tag{II.9}$$

Ensuite, on fait une moyenne d'ensemble (indiquée par " $\langle\langle \rangle\rangle$ ") de chaque $\Delta \mathbf{x}_{ij}$. Ces moyennes sont proportionnelles aux $\langle\langle \Delta M_{ij} \rangle\rangle$, qui peuvent également être exprimées en fonction de l'erreur sur le champ magnétique $\Delta \mathbf{B}$ [Khrabrov and Sonnerup, 1998]. De cette manière on peut arriver aux erreurs angulaires $|\Delta \phi_{ij}|$ (en radians) entre les vecteurs propres $\Delta \mathbf{x}_{ij}$, en négligeant les termes d'ordre $\varepsilon^2 = [\lambda_3 / (\lambda_2 - \lambda_3)]^2 / (N-1)^2$ (où N est le nombre total d'échantillons considérés dans l'étude):

$$|\Delta \phi_{ij}| = |\Delta \phi_{ji}| = \left\langle\langle (\Delta x_{ij})^2 \rangle\rangle^{1/2} = \left\langle\langle (\Delta x_{ji})^2 \rangle\rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{\lambda_3}{(M-1)} \frac{(\lambda_i + \lambda_j - \lambda_3)}{(\lambda_i - \lambda_j)^2}}, i \neq j\tag{II.10}$$

Les magnitudes de ces erreurs pour \mathbf{e}_3 décroissent dès lors que λ_3 est petit devant λ_2 et λ_1 , et lorsque N augmente. En conséquence, une valeur λ_2/λ_3 bien supérieure à 1 (en général >10 pour $N < 50$) garantit une bonne détermination de la direction de minimum de variance.

Dans ce travail, nous avons appliqué l'analyse MVA à la détermination du vecteur normal au front d'onde et la caractérisation de ses paramètres vectoriels (Chapitre IV), ainsi qu'à la détermination du vecteur normal aux frontières étudiées par MGS.

II.2.1.1 Application à l'étude d'ondes

La méthode de minimum de variance a aussi été utilisée pour l'estimation de la direction (pas le sens) du vecteur normal au front d'une onde ou vecteur d'onde \mathbf{k} [par exemple, Hoppe et al., 1981]. Ainsi, une bonne détermination du vecteur de minimum de variance permet d'établir que l'onde est plane où quasi-plane.

D'autre part, l'étude des variations du champ magnétique dans le plan de variance maximale et intermédiaire permet d'étudier la polarisation des ondes en utilisant des hodogrammes. Un hodogramme est un tracé où on relie les extrémités des vecteurs $\{B_1, B_2, B_3\}$ sur un plan de variance choisi en suivant la séquence temporelle. Même dans le cas où $\lambda_3 \sim \lambda_2$, si $\lambda_1 \gg \lambda_2$ on peut déduire que la polarisation est quasi-linéaire. Pour le cas d'une polarisation elliptique ($\lambda_3 \ll \lambda_2 < \lambda_1$) ou circulaire ($\lambda_3 \ll \lambda_2 \sim \lambda_1$) le sens de giration du champ magnétique sur l'hodogramme (B_1, B_2) détermine le sens de la polarisation dans le repère du satellite.

Une autre source d'information sur l'onde est l'orientation du vecteur de minimum de variance par rapport à celle du champ magnétique moyen $\langle \mathbf{B} \rangle = \mathbf{B}_0$. On calcule pour cela l'angle θ_{kB} (la notation suppose que la direction de minimum de variance correspond à celle du vecteur d'onde) entre ces deux vecteurs.

$$\theta_{kB} = \arccos\left(\frac{\mathbf{e}_3 \cdot \mathbf{B}_0}{B_0}\right) \quad (\text{II.11})$$

en imposant $0 \leq \theta_{kB} \leq \pi/2$.

La valeur de θ_{kB} permet d'avoir une idée de la propagation (parallèle, oblique, perpendiculaire) dans le repère du satellite. L'erreur $\Delta\theta_{kB}$ dérive de l'expression de l'erreur dans le calcul du produit scalaire entre $\langle \mathbf{B} \rangle$ et \mathbf{e}_3 :

$$\left| \Delta \langle \mathbf{B} \cdot \mathbf{x}_3 \rangle \right| = \sqrt{\frac{\lambda_3}{N-1} + (\Delta\varphi_{32} \langle \mathbf{B} \rangle \cdot \mathbf{x}_2)^2 + (\Delta\varphi_{31} \langle \mathbf{B} \rangle \cdot \mathbf{x}_1)^2} \quad (\text{II.12})$$

II.2.1.2 Détermination de la normale à une frontière

Dans le cas de la détermination du vecteur normal à une frontière \mathbf{n} , le vecteur propre \mathbf{e}_3 associé à la valeur propre λ_3 donne une estimation de cette normale, tandis que les vecteurs propres \mathbf{e}_1 et \mathbf{e}_2 sont tangentiels à la frontière et donc parallèles à la couche de courant. L'incertitude statistique dans la détermination de la composante normale du vecteur champ magnétique moyen ($\mathbf{B}_n = \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{n}$; où \mathbf{n} est parallèle à \mathbf{e}_3 mais pointant vers l'extérieur de la frontière) est calculée directement à partir de l'équation II.12.

Nous verrons dans le chapitre V que la valeur du rapport entre B_n et B_0 permet d'obtenir des informations sur les propriétés de la discontinuité [par exemple *Lepping and Behannon, 1980*].

II.2.2 Analyse de Fourier et en ondelettes

Pour analyser le contenu fréquentiel des oscillations détectées par l'expérience MGS /MAGER, nous avons employé l'analyse classique de Fourier et l'analyse en ondelettes, un nouvel outil très puissant dont le champ d'application est en plein développement. Ces deux méthodes consistent à calculer les coefficients d'expansion du signal en diverses fonctions propres. Voici les éléments essentiels de chacun.

Analyse de Fourier

On obtient le spectre d'un signal $x(t)$ en calculant sa transformée de Fourier $X(\omega)$ sur un intervalle de durée T , soit:

$$X(\omega) = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \exp(i2\pi\omega t) dt \quad (\text{II.13})$$

Au lieu de la transformée de Fourier, qui est une grandeur complexe, on utilise très souvent le spectre ou densité spectrale de puissance $S(\omega)$, une grandeur réelle qui donne la densité de puissance du signal entre ω et $\omega+d\omega$,

$$S(\omega) = T |X(\omega)|^2 \quad (\text{II.14})$$

Nous utiliserons par la suite le terme spectre pour faire référence à $S(\omega)$ tout en sachant qu'elle ne représente qu'une partie de la transformée de Fourier. La partie imaginaire de la transformée contient de l'information sur la phase.

Dans la pratique, les calculs de spectres se font en utilisant la transformée de Fourier discrète:

La fréquence maximale du spectre qu'on peut distinguer sans ambiguïté (la fréquence de Nyquist) est définie comme $f_{Nyq} = f_{ech} / 2$ où f_{ech} est la fréquence d'échantillonnage du signal. La résolution en fréquence du spectre étant l'inverse de l'intervalle où le spectre est calculé, on aura intérêt à choisir un T le plus grand possible. Or, lors de l'analyse des signaux peu stationnaires on devra très souvent choisir des T limités aux intervalles définis par les paquets d'ondes.

Les résultats du calcul des spectres sur des intervalles limités sont gravement affectés par les effets de bord associés aux spectres à proximité des extrémités des

intervalles d'analyse. Afin de diminuer l'impact de ces effets on utilise l'apodisation des signaux par des fenêtres. Le choix de la meilleure fenêtre d'apodisation est très important. Dans la plupart des cas, nous avons utilisé la fenêtre de Blackman (Figure II.8), l'une des mieux adaptées pour l'analyse des signaux multi-fréquentiels.

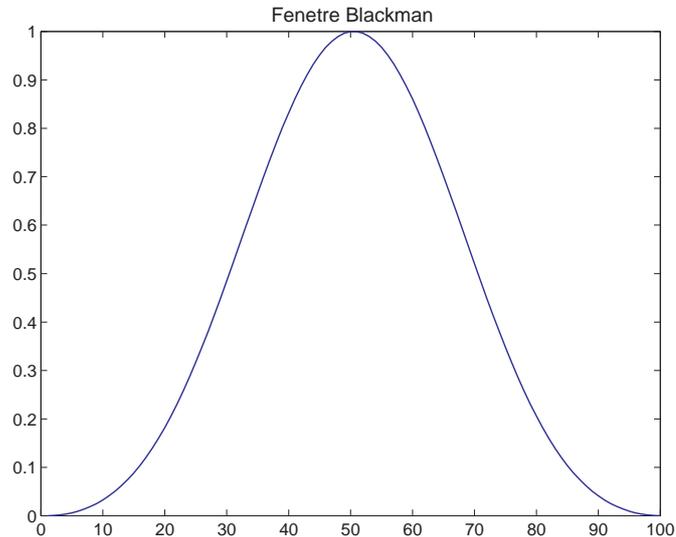


Figure II.8. Fenêtre d'apodisation Blackman.

Analyse en Ondelettes

Sans aucun doute, le plus connu des outils d'analyse fréquentielle est l'analyse de Fourier, qui décompose le signal en sinusoides de différentes fréquences. Une autre façon de voir l'analyse de Fourier est de la considérer comme une technique mathématique qui transforme notre vision du signal basée sur le temps en une vision basée sur les fréquences. Pourtant, elle a un grand inconvénient. Lorsqu'on passe au domaine fréquentiel, l'information temporelle est perdue et il est impossible de savoir quand un événement a eu lieu.

Si les propriétés du signal ne changent pas en fonction du temps (c'est à dire, si le signal est stationnaire) cette limitation n'est pas trop importante. Pourtant, la plupart des signaux contiennent plusieurs caractéristiques non stationnaires ou transitoires: dérive, tendances, changements abrupts des débuts et fins des événements. Ces caractéristiques sont parfois les parties les plus importantes du signal et l'analyse de Fourier ne permet pas de les détecter.

Afin de corriger cette déficience, *Gabor* [1946] a adapté la transformée de Fourier pour analyser seulement une petite partie du signal à la fois – une technique

nommée fenêtrage du signal. L'adaptation de Gabor, nommée transformée de Fourier de temps court (STFT d'après l'anglais "Short Time Fourier Transform"), est une fonction du temps et de la fréquence.

La STFT est une solution de compromis entre la description du signal en fonction du temps et de la fréquence, puisqu'elle fournit de l'information sur quand et à quelle fréquence un événement a lieu. La représentation classique de la STFT est le spectrogramme. Cependant, cette information n'est disponible qu'avec une précision limitée, la même pour toutes les fréquences, déterminée par la taille de la fenêtre utilisée.

L'analyse par ondelettes permet de varier la taille de la fenêtre afin de déterminer d'une façon plus précise le temps ou la fréquence. Elle emploie une technique de fenêtrage de taille variable en utilisant des intervalles longs pour obtenir plus d'information sur les basses fréquences et des intervalles courts pour obtenir plus d'information sur les hautes fréquences.

La transformée continue en ondelettes CWT (d'après l'anglais "Continuous Wavelet Transform") est la sommation pour tous les temps du produit entre le signal et les versions comprimées/étalées et déplacées de l'ondelette. Les coefficients résultants sont fonction de l'échelle et de la position sur la série temporelle. Ce processus se fait en 5 étapes:

1. On compare l'ondelette à un intervalle qui se trouve au début du signal original.
2. On calcule le coefficient C , qui représente le degré de ressemblance entre cette partie du signal et l'ondelette. Plus grand est C , meilleur est la ressemblance. Plus précisément, si les énergies du signal et de l'ondelette valent 1, C peut être considéré comme un coefficient de corrélation. Il faut noter que les résultats vont dépendre de la forme de l'ondelette choisie.
3. On déplace l'ondelette vers la droite et on répète les étapes 1 et 2 jusqu'à la fin du signal.
4. On modifie l'échelle de l'ondelette en l'étalant et on répète les étapes 1 à 3.
5. On répète les étapes précédentes pour toutes les échelles.

À la fin, on obtient les coefficients correspondants aux différentes échelles pour les différentes sections ou parties du signal. Ces coefficients dépendent de deux indices a et b liés au changement de taille (échelle) et au déplacement le long du signal

(position), respectivement. Ainsi $C = C(a,b)$ et on appelle CWT l'ensemble des $C(a,b)$. L'expression qui permet de les calculer est la suivante (dans le cas unidimensionnel):

$$C(a,b) = \int_R x(t) \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) dt; \quad (\text{II.15})$$

où ψ est l'ondelette, a détermine l'échelle et b sa position par rapport au signal. L'expression:

$$\frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad (\text{II.16})$$

définit la famille associée à l'ondelette ψ . Nous disposons de deux types d'analyse: l'analyse continue et l'analyse discrète. Pour le premier cas, les paramètres a et b varient de façon continue:

$$a \in R - \{0\}, \quad b \in R, \quad (\text{II.17})$$

pour le cas de l'analyse discrète, a et b prennent des valeurs discrètes.

$$a = 2^j, \quad b = k 2^j, \quad (j,k) \in Z^2 \quad (\text{II.18})$$

Voici les 3 types d'ondelettes les plus utilisées, rangées en fonction décroissante de la résolution en échelle et croissante par rapport au temps. L'ondelette de Morlet (Figure II.9) est la plus répandue pour l'analyse du signal:

$$\psi(t) = C e^{-\frac{t^2}{2}} \cos(5t) \quad (\text{II.19})$$

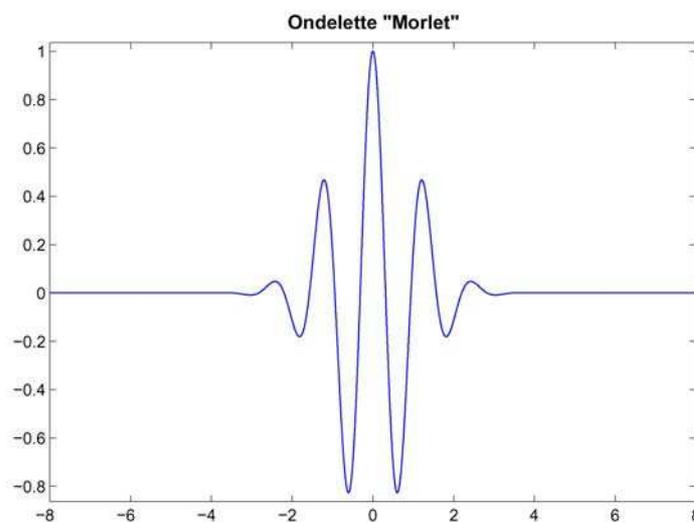


Figure II.9. Ondelette de Morlet.

L'ondelette "chapeau mexicain" (Figure II.10), est mieux localisée dans le temps et plus utilisée pour l'analyse de singularités isolées,

$$\psi(t) = \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \pi^{-1/4} \right) (1-t^2) e^{-\frac{t^2}{2}} \quad (\text{II.20})$$

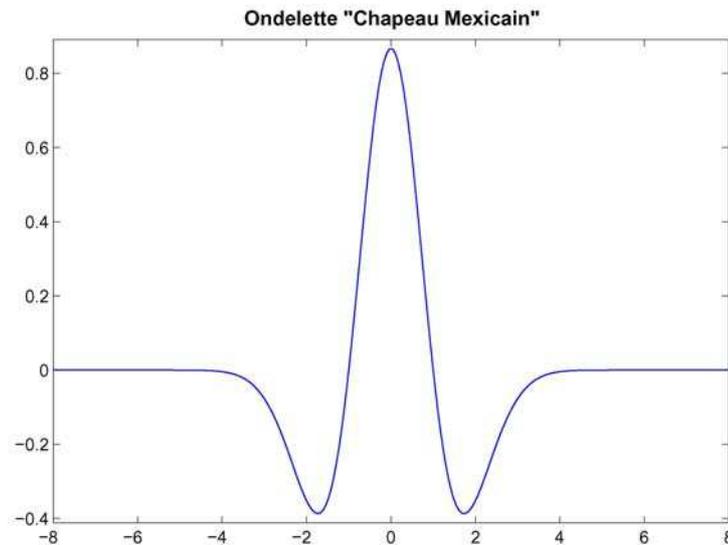


Figure II.10. Ondelette "Chapeau Mexicain".

Enfin, l'ondelette de Haar, est la plus localisée dans le temps.

$$\psi(t) = 1 \text{ si } t \in [0, 0,5); \quad \psi(t) = -1 \text{ si } t \in [0,5, 1); \quad \psi(t) = 0 \text{ si } t \notin [0, 1). \quad (\text{II.21})$$

et

$$\varphi(t) = 1 \text{ si } t \in [0, 1]; \quad \varphi(t) = 0 \text{ si } t \notin [0, 1]. \quad (\text{II.22})$$

Pour représenter les coefficients, on utilise un "échellogramme" au lieu d'un spectrogramme. Il s'agit d'une vision du contenu du signal différente de celle donnée par l'analyse de Fourier, mais les deux sont liées puisque l'échelle peut être liée à la fréquence dès qu'on connaît le type d'ondelette utilisé.

De la même manière que pour la transformée de Fourier, nous disposons de deux types de transformée en ondelettes: la continue et la discrète DWT. Dans le chapitre IV nous appliquerons l'analyse de Fourier dans la forme discrète et l'analyse par ondelettes de façon continue (CWT).

II.3 Etude de l'effet des champs parasites

Dès l'obtention des premières mesures lors de la phase de croisière, il est apparu que des champs magnétiques produits par la sonde affectaient parfois gravement les mesures du champ magnétique ambiant dans le vent solaire (Figure II.11). Il est important de réaliser que MGS n'est pas une mission de Physique des Plasmas et que ces magnétomètres n'ont pas été conçus en priorité pour ce type d'étude (ils auraient en effet été placés sur des bras les plus long possibles). De plus, les mesures de champ continu dans le vent solaire en amont de Mars sont très délicates vu le faible niveau moyen de B (~ 3.5 nT). Nous avons vu que les champs parasites peuvent être divisés en champs statiques et champs dynamiques en fonction de leur origine (courant ou pas de courant générateur). L'effet de la présence de ces champs apparaissait dans les données initiales sous la forme d'une forte modulation avec une période de 100 minutes, la période de giration de la sonde pendant les phases hors aérofreinage avant la phase de cartographie.

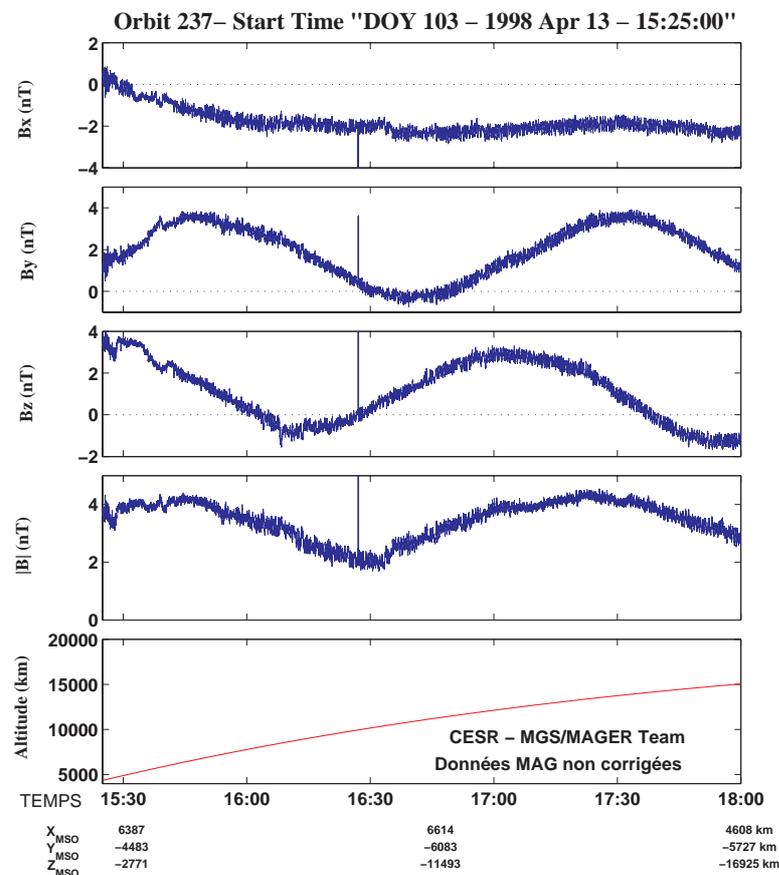


Figure II.11. Données magnétiques basse résolution ($\delta t = 0.75$ s) non corrigées (Release A) dans le vent solaire lors de l'orbite P237.

Les calibrations menées en orbite entre janvier et février 2000 ont permis de modéliser le champ produit par les aimants de l'antenne de haut gain et les courants (y compris transitoires) dans les panneaux solaires. Les corrections associées ont été appliquées aux données à basse résolution. Pourtant, malgré ces corrections, une contribution de quelques nanoteslas subsiste sur de nombreuses orbites (Figure II.12). Pendant la période SPO, cet effet était évident principalement sur les composantes B_y et B_z puisque l'axe de rotation de la sonde (l'axe X sur la Figure II.2) coïncidait presque avec l'axe X_{MSO} .

Nous avons du rejeter la possibilité de corriger cet effet en appliquant un filtrage passe haut des données (comme c'est le cas pour les missions où le rapport entre la période de spin et la période orbitale est plus petite) puisqu'en général la quantité de périodes de 100 minutes de mesure en amont du choc, où l'effet est plus important, est de 3 – 4, ce qui est insuffisant pour l'application d'un tel filtrage.

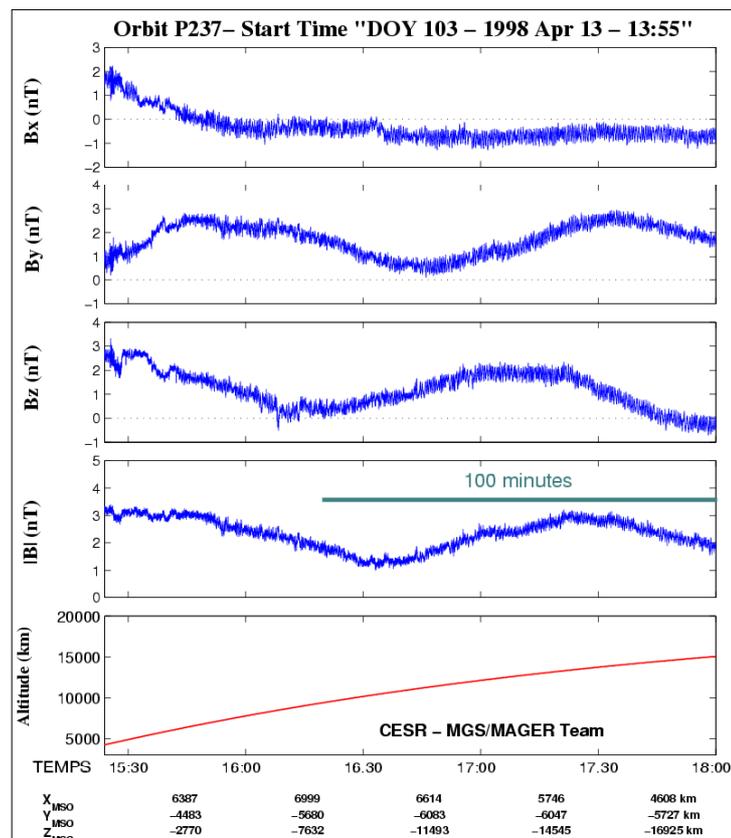


Figure II.12. Données magnétiques basse résolution ($\delta t = 0.75$ s) corrigées (Release B) dans le vent solaire lors de l'orbite P237.

Pour essayer de quantifier cette influence rémanente sur les données magnétiques corrigées en amont du choc, nous avons quantifié l'amplitude des oscillations à 100 minutes sur les différentes composantes MSO du champ magnétique pour plusieurs orbites de la période SPO.

Tout d'abord, nous avons choisi des orbites pour lesquelles la modulation de 100 minutes était clairement visible sur au moins l'une des composantes ou le module pour des intervalles de temps d'au moins 100 minutes. Ensuite nous avons appliqué une moyenne sur une fenêtre glissante sur chaque composante choisie afin de calculer l'amplitude de cette modulation (en minimisant les amplitudes des oscillations à des fréquences plus hautes) sur une période de 100 minutes. Le nombre d'orbites sélectionnées est de 48 pour la composante B_x , 48 pour la composante B_y , et 43 pour la composante B_z . Les résultats de cette étude sont montrés sur le Tableau II.5:

Tableau II.5. Amplitude moyenne sur 100 minutes due aux champs parasites.

Amplitude sur 100 min	N. orbites	Moyenne (nT)
ΔB_x	48	0.51 ± 0.34
ΔB_y	48	0.97 ± 0.57
ΔB_z	43	1.03 ± 0.68

Si l'on ne considère que la moyenne de l'intensité du champ magnétique sur chaque intervalle de 100 minutes $\langle |\mathbf{B}| \rangle_{100}$, la moyenne sur toutes les orbites est de 3.99 ± 2.29 nT. Les valeurs du Tableau II.5 montrent que les déviations dues aux champs parasites sont importantes par rapport à des valeurs courantes de la magnitude du champ magnétique en amont de l'onde de choc.

De façon complémentaire, nous avons ensuite étudié les dépendances entre ΔB_x , ΔB_y , ΔB_z et la moyenne de l'intensité du champ magnétique sur chaque intervalle de 100 minutes $\langle |\mathbf{B}| \rangle_{100}$ choisi dans chaque orbite. Nous observons sur la Figure II.13 que $\langle |\mathbf{B}| \rangle_{100}$ est corrélé avec ΔB_x (le coefficient de régression étant de $r = 0.75$). D'autre part, la corrélation est très pauvre avec ΔB_y , et ΔB_z ($r = 0.45$ et $r = 0.38$).

Nous avons utilisé les résultats de cette étude pour étudier l'influence des champs parasites sur les valeurs des paramètres des ondes observées sur le champ magnétique.

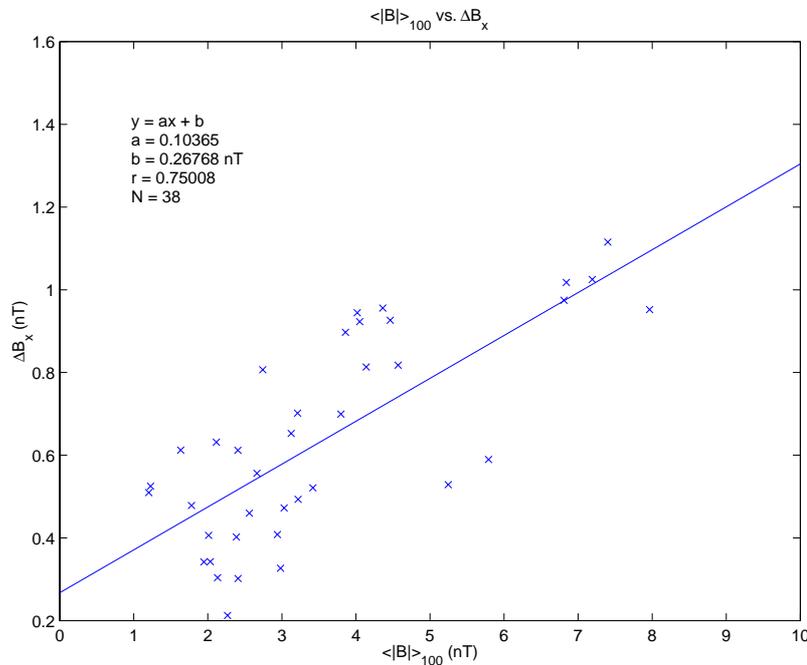


Figure II.13. Dépendance entre $\langle |\mathbf{B}| \rangle_{100}$ et ΔB_x .

Afin de quantifier les erreurs commises dans la détermination de la direction de minimum de variance (liée au vecteur d'onde) ainsi que dans le calcul de la gyrofréquence des protons, un programme de simulation des champs parasites a été développé au CESR [lors du stage de maîtrise de *David Attié*, 2001] (Figure II.14). Le programme génère un signal qui est celui que l'on détecterait en l'absence des champs parasites. Les caractéristiques du signal non affecté sont celles d'une onde électromagnétique plane monochromatique, c'est à dire, une onde avec les caractéristiques suivantes:

- $\mathbf{k} // \mathbf{B}_0$,
- $\omega_{\text{obs}} = \Omega_p$,
- polarisation circulaire (gauche),
- d'amplitude réglable,
- avec du bruit aléatoire sur les composantes pour éviter des variances nulles, non réalistes physiquement.

On rentre les composantes MSO du champ moyen mesuré.

Ensuite, un champ parasite est modélisé dans le repère de la sonde. Il comprend deux parties:

- Une contribution statique, dont l'ordre de grandeur a été fixé à partir des résultats de l'étude décrite précédemment.
- Une contribution dynamique constituée par des discontinuités (fonctions échelon ou "en escalier") plus des perturbations linéaires, disposées de façon aléatoire, l'écart minimal entre chaque début de saut, l'amplitude et la durée maximales étant réglables, de même que l'écart minimal, la durée maximale et la pente maximale des perturbations linéaires.

The image shows a graphical user interface for a simulation program. It contains several input fields and buttons. At the top left, there is a field for 'duree du signal en heures decimales' with the value '6'. Below this is a section for 'Champ ambiant moyen en nT (repere physique)' with input fields for B0x (6), B0y (-3), B0z (2), Gyroperiode, and Module, and a 'Calculer' button. To the right is a section for 'Champ parasite statique dans le repere satellite(en nT)' with input fields for Bstatx (0), Bstaty (1.5), and Bstatz (0). Below these is a section for 'CHAMP PARASITE DYNAMIQUE DANS LE REPERE SATELLITE' with two sub-sections. The first sub-section is 'Ecart minimum entre chaque saut(en secondes)' with input fields for ecart1 (4800), duree1 (4800), and D (10). The second sub-section is 'Ecart minimum entre chaque trend' with input fields for ecart2 (4800), duree2 (4800), and pente (0.005). At the bottom left, there is a 'Repertoire d'arrivee des resultats' field with the path 'D:\spineffect\results\' and buttons for 'Recommencer' and 'OK'.

Figure II.14. Image montrant l'interface graphique du programme de simulation des erreurs commises dans la détermination des différents paramètres d'une onde simulée.

Le champ parasite est ensuite exprimé dans le repère MSO via des rotations faisant intervenir les angles d'Euler: deux sont fixés en fonction de la configuration du satellite par rapport au repère MSO et le troisième varie à sa période de rotation. Finalement, les deux champs sont additionnés.

Nous avons ainsi créé une onde électromagnétique avec les caractéristiques d'une orbite où l'intensité du champ magnétique en amont du choc est particulièrement élevée (Tableau II.6):

Tableau II.6. Paramètres d'entrée pour l'étude des artefacts dus aux champs parasites

	X_{MSO}	Y_{MSO}	Z_{MSO}
Champ Moyen (nT)	6	-3	2
Amplitude (nT)	0	1.5	1.5

Le champ parasite statique dans le repère du satellite était (0, 1.5, 0) nT.

Une fois le signal perturbé créé, il suffit de comparer les résultats de l'analyse MVA de ce signal et du signal non perturbé. Le choix de l'intervalle d'analyse est très important. Il répond à 3 critères: a) sa durée; b) la position de l'intervalle par rapport à la phase de la modulation; et c) la présence d'une fluctuation du champ parasite dynamique.

Pour le signal non perturbé, les rapports des valeurs propres sont: $\lambda_2/\lambda_3 = 74.5$, $\lambda_1/\lambda_2 = 1.05$, le vecteur propre de minimum de variance est $\mathbf{e}_3 = (-0.854, 0.426, -0.297)$, et l'angle de propagation par rapport au champ moyen est $\theta_{KB} = 0.66^\circ \pm 0.78^\circ$, le champ moyen ayant pour composantes dans la base des vecteurs propres: $\mathbf{B}_0 = (-0.003, 0.081, -7.011)$ nT et $|\mathbf{B}_0| = 7.012$ nT.

Pour le signal perturbé, les rapports des valeurs propres sont: $\lambda_2/\lambda_3 = 80.6$, $\lambda_1/\lambda_2 = 1.03$, le vecteur propre de minimum de variance est $\mathbf{e}_3 = (-0.856, 0.423, -0.297)$, et l'angle de propagation par rapport au champ moyen est $\theta_{KB} = 10.26^\circ \pm 0.72^\circ$, le champ moyen ayant pour composantes dans la base des vecteurs propres: $\mathbf{B}_0 = (-1.143, 0.789, -7.673)$ nT et $|\mathbf{B}_0| = 7.798$ nT.

Pour le signal non perturbé on retrouve bien une propagation parallèle à \mathbf{B}_0 , la différence venant du bruit aléatoire ajouté au signal sinusoïdal théorique. Pour les données perturbées par la modulation due au spin du satellite, le champ magnétique moyen est modifié aussi bien en direction qu'en module. Ceci entraîne d'abord une erreur sur la gyropériode calculée qui est de 8.41 s au lieu de 9.35 s pour le signal non

perturbé, ce qui donne un pourcentage d'erreur de 10%. D'autre part, on constate que l'on obtient une différence de 10° environ entre les deux déterminations de l'angle de propagation. Néanmoins, la comparaison des deux vecteurs propres \mathbf{e}_3 , qui sont pratiquement identiques, montre que l'estimation de la direction du vecteur d'onde \mathbf{k} n'est pas perturbée mais que la différence de θ_{kB} provient uniquement de la modification de la direction de \mathbf{B}_0 . Dans les deux cas l'erreur déterminée par la méthode MVA est comparable et de l'ordre de 1° . En conclusion, pour un champ magnétique ambiant observé d'environ 7 ou 8 nT l'erreur commise sur θ_{kB} uniquement à cause de l'artefact lié aux champs parasites peut être estimée à environ 10° , ce qui reste acceptable.

Chapitre III

Mesures in situ de
l'interaction vent solaire –
Mars d'après *Mars Global
Surveyor*

Contenu

III.1 Le vent solaire en amont du choc martien.

III.2 L'onde de choc.

III.3 La magnétogaine.

III.4 La frontière et la région d'empilement magnétique (MPB et MPR).

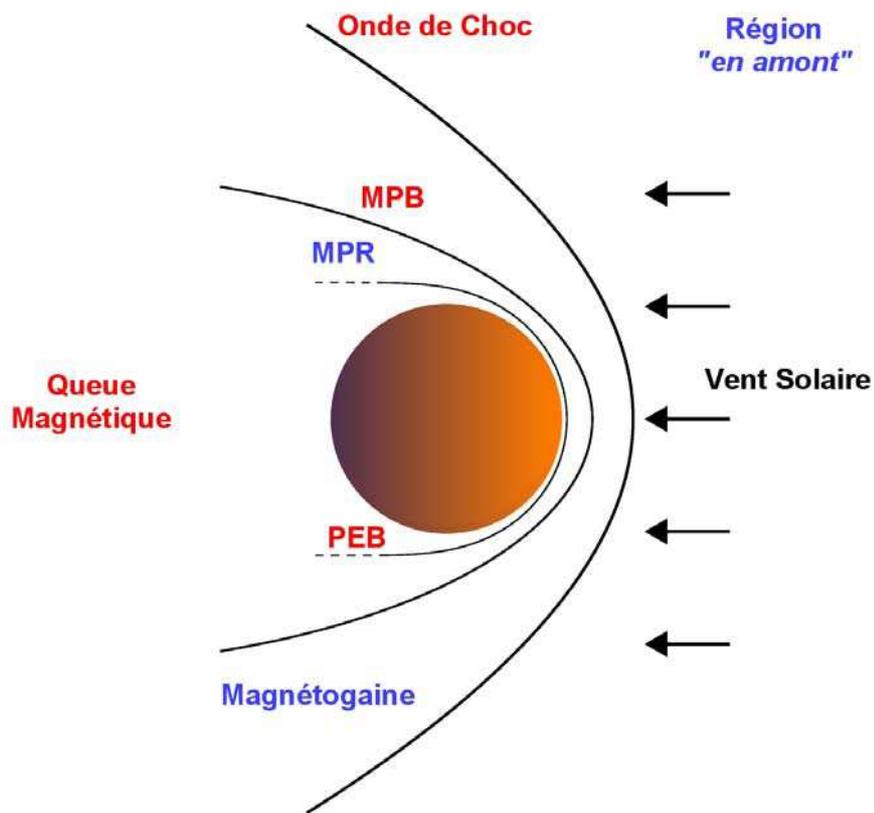
III.5 La frontière des photoélectrons (PEB) et l'ionosphère.

III.6 Les champs d'origine crustale.

Jusqu'à l'arrivée de MGS en 1997 le sujet de l'interaction du vent solaire avec Mars était l'objet d'un vigoureux débat parce que la nature de l'obstacle martien n'avait pas été éclaircie. Dès les premières orbites, les observations de l'expérience MGS MAG/ER ont permis de confirmer définitivement, et au-delà de la présence des sources crustales de magnétisation dont nous allons parler plus tard, l'absence de tout type de champ global d'origine interne comme dans le cas de la Terre [Acuña *et al.*, 1998]. Comme corollaire de cette découverte, l'interaction avec le vent solaire est dominée par son ionosphère et/ou son exosphère, comme pour Vénus et les comètes.

Par rapport aux observations précédentes (c.f. Chapitre I), l'interaction du vent solaire avec Mars telle qu'elle est observée par l'expérience MAG/ER est caractérisée par des régions et frontières bien définies. En fonction décroissante de la distance, du côté jour, MGS a en effet rencontré les régions et frontières suivantes (Figure III.1):

- Tout d'abord, une région nommée "région en amont", où les effets de la présence de la planète sont déjà évidents.
- L'onde de choc, située à une distance subsolaire moyenne de $1.7 R_M$ et de $2.6 R_M$ dans le plan du terminateur [Vignes *et al.*, 2000].
- La magnétogaine, avec son plasma chauffé et "turbulent".
- La frontière d'empilement magnétique ou MPB (d'après son nom en anglais: "Magnetic Pileup Boundary"), à une distance subsolaire moyenne de $1.3 R_M$ et de $1.5 R_M$ dans le plan du terminateur [Vignes *et al.*, 2000].
- La région limitée par la MPB: la région d'empilement magnétique ou MPR (d'après son nom en anglais: "Magnetic Pileup Region").
- Une frontière observée sur les flux d'électrons suprathermiques [Mitchell *et al.*, 2001]: la frontière des photoélectrons ou PEB (d'après son nom en anglais: "Photo Electron Boundary"). Celle-ci a été parfois qualifiée d'ionopause lors des présentations des premiers résultats de MGS [e.g., Acuña *et al.*, 1998]
- Pour certaines latitudes (principalement au sud de la planète), la région à l'intérieur de la PEB est dominée par la présence de champs intenses d'origine crustale.



Frontières et régions rencontrées par MGS

Figure III.1. Régions et frontières identifiées par l'expérience MAG/ER à bord de MGS.

La géométrie orbitale de MGS ne lui a pas permis d'avoir une couverture adéquate des régions du côté queue (Figure III.2). Les mesures des différentes expériences à bord de la sonde Phobos 2 ont permis d'établir la présence d'une queue magnétique formée par les lignes de champ magnétique interplanétaire fortement enroulées autour de la planète [Yeroshenko *et al.*, 1990], comme dans le cas des comètes.

Dans ce chapitre nous allons décrire de façon générale l'interaction du vent solaire avec Mars en nous appuyant sur les observations de l'expérience MAG/ER à bord de MGS.

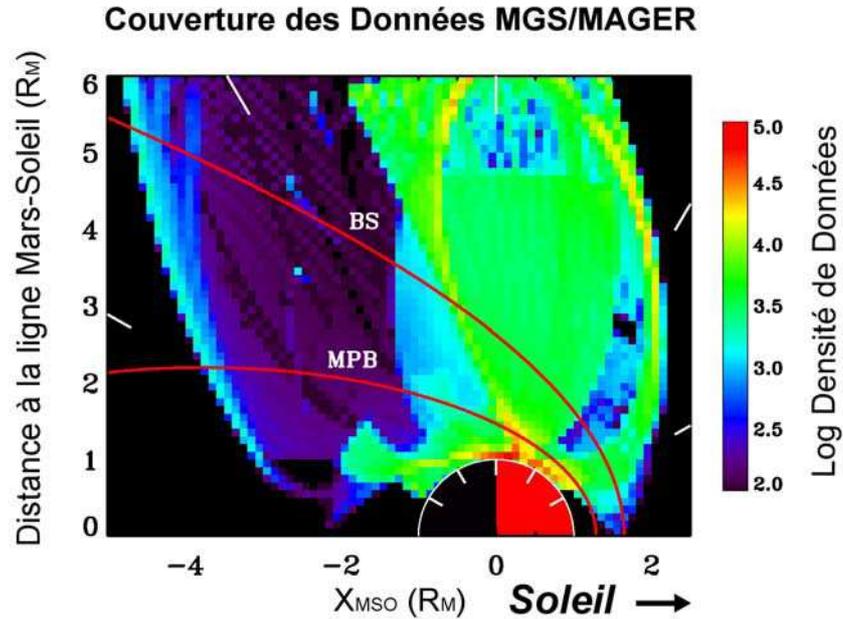


Figure III.2. Couverture des données MGS MAGER pour la période d'aérofreinage en coordonnées MSO cylindriques [Brain, 2002]. La quantité d'information recueillie est présentée en termes d'une densité de données correspondant à des parcelles d'espace. La position moyenne de l'onde de choc et de la frontière d'empilement magnétique [Vignes et al., 2000] sont montrées en référence. La couverture s'étend au-delà des 6 R_M de la ligne Mars-Soleil.

III.1 Le vent solaire en amont du choc martien

Les effets de la présence de Mars perturbant le vent solaire magnétisé commencent à se voir bien avant que celui-ci n'atteigne l'onde de choc. La planète est entourée d'une exosphère d'hydrogène très étendue [e.g. Nagy et al., 1990]. Ces atomes parcourent une distance de quelques rayons planétaires avant d'être ionisés par les photons EUV provenant du soleil. Une fois ionisés, les ions nouvellement créés sont incorporés au vent solaire à des distances de quelques rayons planétaires en créant des instabilités capables d'engendrer des ondes électromagnétiques à des fréquences basses par rapport à la fréquence plasma (c.f. chapitre I).

L'identification et l'interprétation physique des différents modes d'oscillation se fait à partir des grandeurs observables mesurées in situ par les sondes. Les valeurs de ces observables nous permettent, dans le meilleur des cas, d'identifier de façon assez certaine le mode d'oscillation associé et parfois le mécanisme qui le génère. Les

différentes caractéristiques observables ainsi que l'identification/interprétation physique des différents types d'oscillation sont montrés schématiquement sur la Figure III.3.

Ondes en amont du choc

<i>Observables</i>	<i>Identification</i>
<p>Location: Choc, pied, vent solaire en amont du choc, pré-choc ionique or électronique.</p> <p>Propriétés vectorielles: Polarisation, θ_{kB}, ellipticité,</p> <p>Gamme de Fréquence: 0.03 Hz – 150 kHz</p> <p>Espèces et Populations de particules: Densité, Corrélation croisée, Vitesse, Flux de chaleur, etc.</p> <p>Electrostatique/Electromagnétique</p>	<p>Ions ou électrons</p> <p>Mode d'oscillation: Sifflement, magnétoacoustique rapide, ion acoustique, ...</p> <p>Origine des particules: Réfléchies, fuite, exosphérique...</p> <p>Mécanismes: Instabilité faisceau, interaction onde-onde.</p>

Figure III.3. Caractéristiques observables des ondes en amont du choc, et leur identification / interprétation physique (adapté de *Brain*, 2003, sous presse).

Il n'y avait pas sur MGS d'instrument capable de mesurer les ondes de haute fréquence. Pourtant, les mesures de l'expérience MAG/ER ont mis clairement en évidence la présence des ondes électromagnétiques de basse fréquence, notamment à la gyrofréquence des protons [*Mazelle et al.*, 2000; 2001]. La Figure III.4 montre les trois composantes du champ magnétique (en haute résolution) dans le repère MSO, sa magnitude et le flux d'électrons pour deux niveaux d'énergie. Nous pouvons observer des oscillations quasi sinusoïdales sur toutes les quantités, les flux d'électrons étant clairement corrélés avec l'une des composantes du champ (B_z). La fréquence de ces oscillations est proche de la fréquence de giration locale des protons.

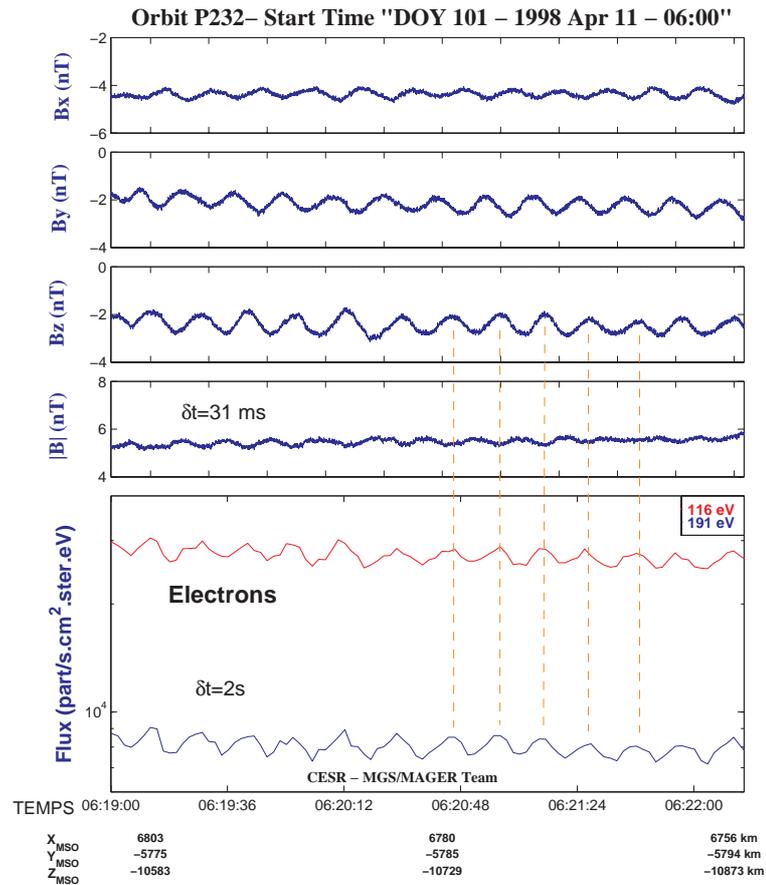


Figure III.4. Ondes électromagnétiques de basse fréquence à la fréquence cyclotron des protons en amont du choc martien sur les données MGS MAG/ER [Mazelle et al., 2000].

La première étude statistique sur les ondes basse fréquence rencontrées par MGS en amont du choc a été réalisée par *Brain et al.*, [2002] pendant les étapes AB1 SPO1 et 2 où la sonde décrivait une orbite elliptique. Deux signatures récurrentes sont présentes dans les données: la première est la présence des ondes aux fréquences proches de la fréquence cyclotron locale des protons Ω_p dans le repère du satellite (0.04 – 0.10 Hz), et la deuxième consiste en des ondes à une plus haute fréquence (0.4 – 2.3 Hz) identifiées comme des ondes "sifflement" (ou "whistler" en anglais).

Les ondes à la fréquence cyclotron des protons ont été associées à l'implantation de protons provenant de l'exosphère. Elles se propagent à des faibles angles par rapport au champ magnétique ambiant ($\theta_{kB} \sim 20^\circ$) et ont une polarisation elliptique gauche dans le repère du satellite. Leur distribution spatiale se concentre proche des flancs et près de la région subsolaire, où elles ont une polarisation plus circulaire et une amplitude plus petite (Figure III.5).

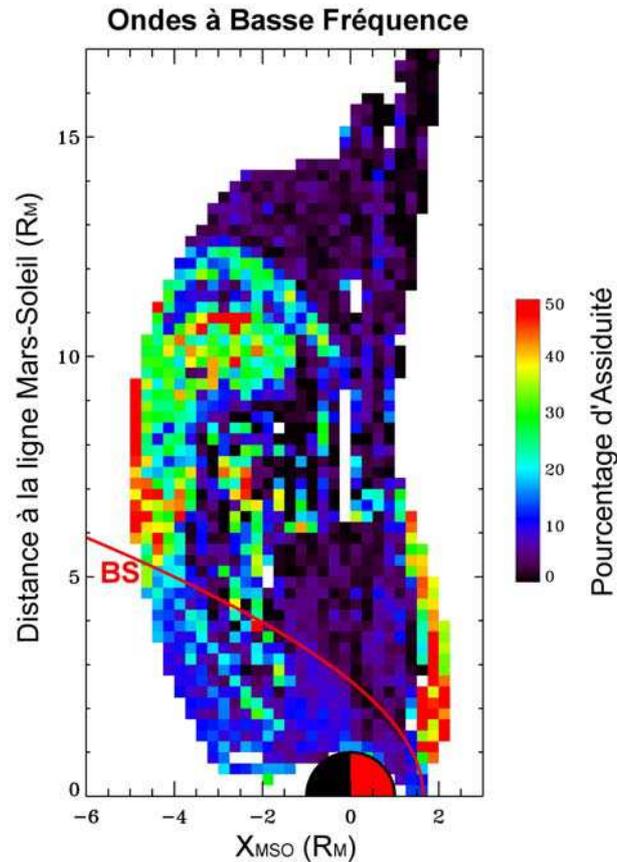


Figure III.5. Distribution spatiale des ondes à Ω_p [d'après *Brain et al.*, 2002]. En rouge, la position moyenne de l'onde de choc (BS).

D'autre part, leur puissance décroît dès qu'on s'éloigne de la planète (Figure III.6).

Les ondes de type "sifflement" (Figure III.7) ont été déjà observées autour d'autres objets du système solaire [*Orlowski and Russell*, 1995]. Dans tous les cas la fréquence et l'amplitude de ces ondes décroissent avec la distance héliocentrique, tandis que l'angle entre le champ magnétique ambiant et la direction de propagation θ_{kB} augmente. La Figure III.7 montre un exemple d'observation simultanée de ces ondes à $9.36 R_M$. Nous pouvons distinguer clairement les deux types d'oscillations superposées: le premier type correspond au mode sifflement et possède une fréquence autour de 1 Hz, tandis que le deuxième possède une plus basse fréquence (~ 0.04 Hz), très proche de la fréquence de rotation des protons.

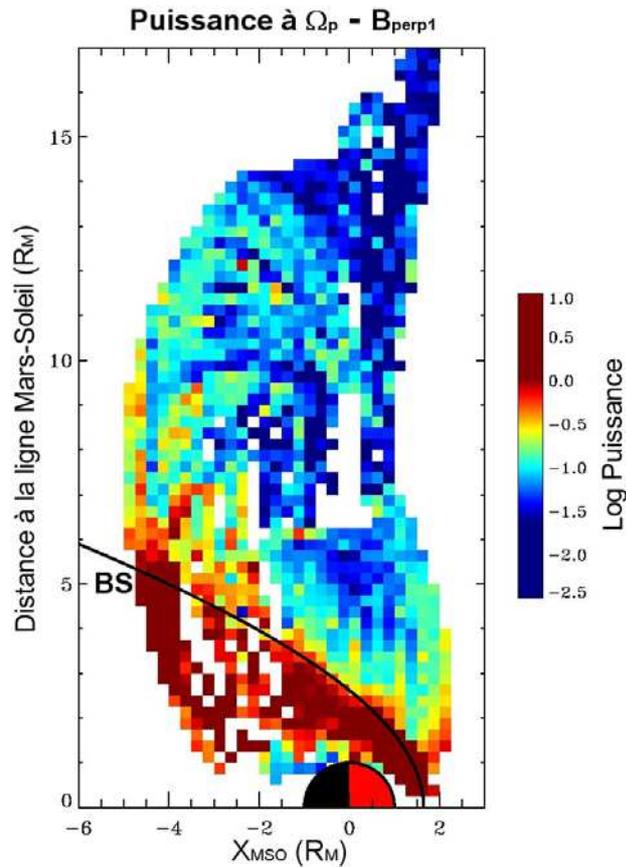


Figure III.6. Distribution spatiale de la puissance à Ω_p sur l'une des composantes perpendiculaires au champ magnétique moyen [d'après *Brain et al.*, 2002]. En noir, la position moyenne de l'onde de choc (BS).

D'après *Brain et al.*, [2002], les ondes du type "sifflement" observées dans leur travail sont probablement associées au pré-choc électronique Martien. Elles seraient générées par des faisceaux d'électrons alignés remontant le vent solaire le long des lignes de champ magnétique qui coupent le choc. D'après les auteurs, le fait que MGS soit connectée au choc martien dans 88% de ces observations de ces ondes serait compatible avec cette affirmation.

D'autre part, et de façon compatible avec des observations autour de la Terre, Mercure, Vénus et Saturne [*Orlowsky and Russell*, 1995], le sens de polarisation de ces ondes est corrélé avec la valeur de l'angle entre le champ magnétique ambiant et la direction du vent solaire, et leur amplitude décroît avec la distance depuis le choc, le long de la direction du champ magnétique.

Pourtant, dans le chapitre IV nous verrons que des trains d'ondes du type "sifflement" peuvent aussi apparaître en amont du choc martien, mais en étant associés aux ondes magnétosonores raidies, de façon similaire à ceux observés en amont du choc terrestre [e.g. *Hoppe et al.*, 1981] ou autour de la comète Giacobini-Zinner [*Tsurutani et al.*, 1987].

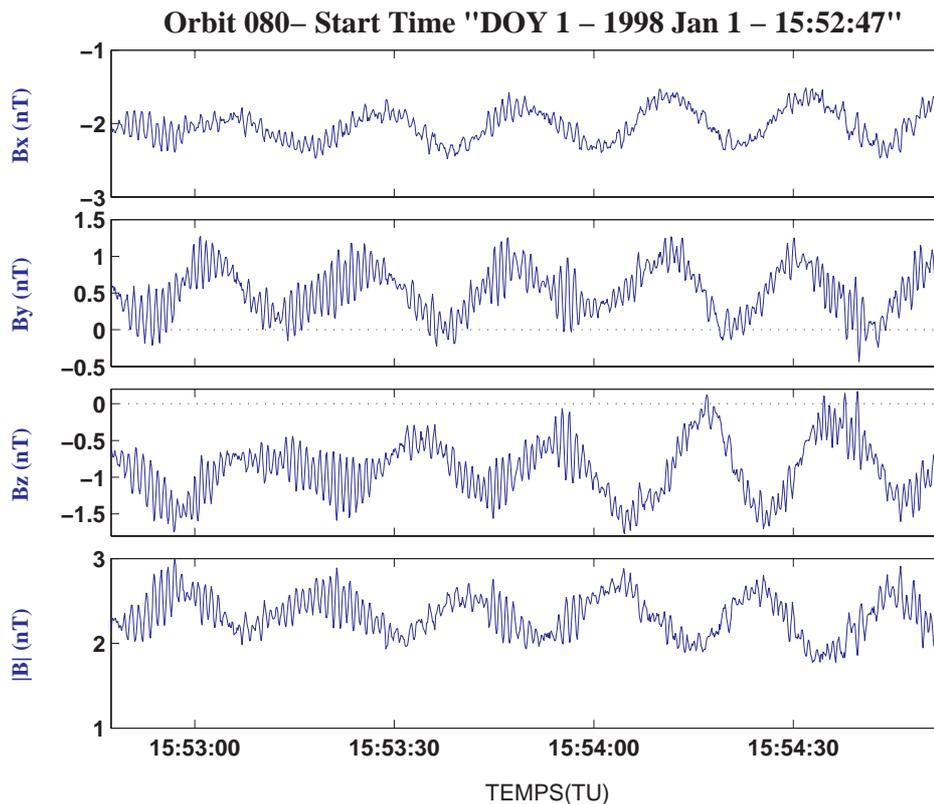


Figure III.7. Exemple d'ondes de type sifflement (~ 1 Hz) superposées à des ondes à la girofréquence des protons à $9.36 R_M$, en amont du choc martien.

L'une des signatures les plus étonnantes observées par MGS dans la région en amont de l'onde de choc martienne est la présence d'ondes à basse fréquence de grande amplitude et néanmoins très cohérentes. Ces ondes possèdent la caractéristique de maintenir une très haute cohérence pendant des intervalles de quelques heures, même à très grandes distances. La Figure III.8 montre un exemple de ces ondes auxquelles nous consacrerons une étude détaillée dans le chapitre IV.

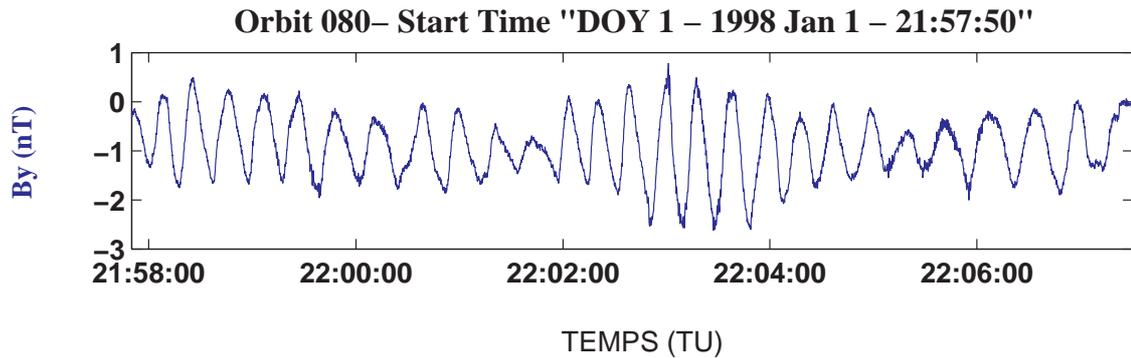


Figure III.8. Exemple d'ondes très cohérentes observées dans le vent solaire à $\sim 7.4 R_M$ en amont du choc martien pour l'orbite P080.

III.2 L'onde de choc

Pendant la majorité de la phase d'aérofreinage, la géométrie orbitale de MGS lui a permis de traverser l'onde de choc martienne un grand nombre de fois. La Figure III.9 montre une traversée du choc martien vue par MGS MAG/ER. Les quatre panneaux du haut montrent le champ magnétique en coordonnées MSO et le dernier panneau le flux d'électrons pour trois niveaux d'énergie (déterminés par la moyenne géométrique sur chaque palier) compris entre 10 et 200 eV. Autour de 07:15 TU, la sonde se trouve dans la région en amont du choc. Quelques secondes après 07:10 TU nous apercevons une augmentation du module du champ magnétique et de ses fluctuations en coïncidence avec la compression du plasma révélée par l'augmentation des flux d'électrons suprathermiques, caractéristique d'un choc rapide. Cette dernière signature a permis aussi clairement d'identifier l'entrée dans la magnétogaine sur de très nombreuses orbites.

A partir d'une détermination de la position moyenne du choc par un ajustement des traversées de MGS dont nous allons parler plus tard dans cette section et grâce à une routine qui sera décrite dans le chapitre IV, nous avons pu estimer l'angle θ_{Bn} entre la normale à la position moyenne du choc et la direction du champ magnétique moyen juste en amont de la traversée. Pour cet exemple, la valeur de la magnitude du champ magnétique (environ 9 nT) est suffisamment élevée pour négliger les effets dus aux champs parasites (c.f. chapitre II), nous avons obtenu $\theta_{Bn} = 62^\circ$, ce qui correspond à un choc oblique ou quasi-perpendiculaire.

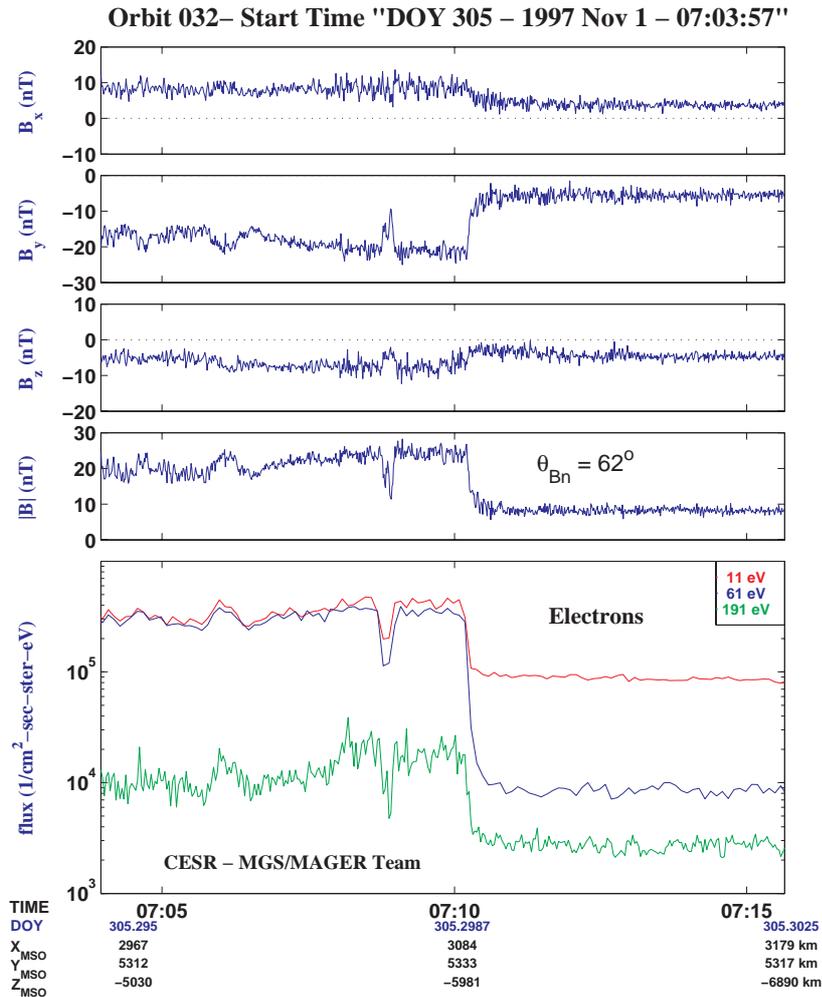


Figure III.9. Données MAG/ER lors d'une traversée du choc martien.

Les mesures obtenues par MGS MAG/ER lors de nombreuses traversées permettent de voir que le choc martien a toujours une largeur appréciable, ce qui diffère des aux profils vus autour de Venus. Encore une fois, l'absence d'instrument capable de mesurer les ions et l'effet des champs parasites sur les mesures magnétiques dans le vent solaire ont réduit fortement la possibilité de faire des études approfondies sur cette structure. La Figure III.10 montre trois différents profils de champ magnétique pour des valeurs différentes de θ_{Bn} . Dans le premier panneau, nous pouvons voir un exemple de choc quasi-perpendiculaire ($\theta_{Bn} = 87^\circ$). Pourtant, il est intéressant de voir que même pour cette valeur de θ_{Bn} , le champ magnétique présente une structure complexe. Le deuxième panneau montre un profil pour un cas de choc d'inclinaison intermédiaire ($\theta_{Bn} = 48^\circ$). Dans cet exemple, nous observons une grande activité ondulatoire qui rend plus

difficile l'identification du choc en tant que simple discontinuité MHD. Ceci suggère que la structure du choc martien est fortement affectée par des effets cinétiques comme l'implantation d'ions d'origine exosphérique comme observé près des comètes [e.g. *Coates et al.*, 1997]. Il est intéressant de comparer ce profil avec celui d'un choc vénusien ayant pratiquement la même valeur de θ_{Bn} (voir troisième panneau de la Figure I.7) où nous observons une signature beaucoup plus raide. Enfin, le panneau du bas montre un exemple de choc quasi-parallèle ($\theta_{Bn} \sim 30^\circ$, l'incertitude étant associée à l'influence des champs parasites de la sonde). Dans ce cas, le choc occupe une région très large (entre $\sim 12:30$ TU et $\sim 13:00$ TU) et il est impossible d'observer une signature claire de sa traversée à partir du champ magnétique, ce qui est dû à la présence d'ondes de grande amplitude. Dans ce cas particulier, nous pouvons observer des ondes raidies non linéaires qui sont présentes dans le vent solaire ainsi que dans la magnétogaine.

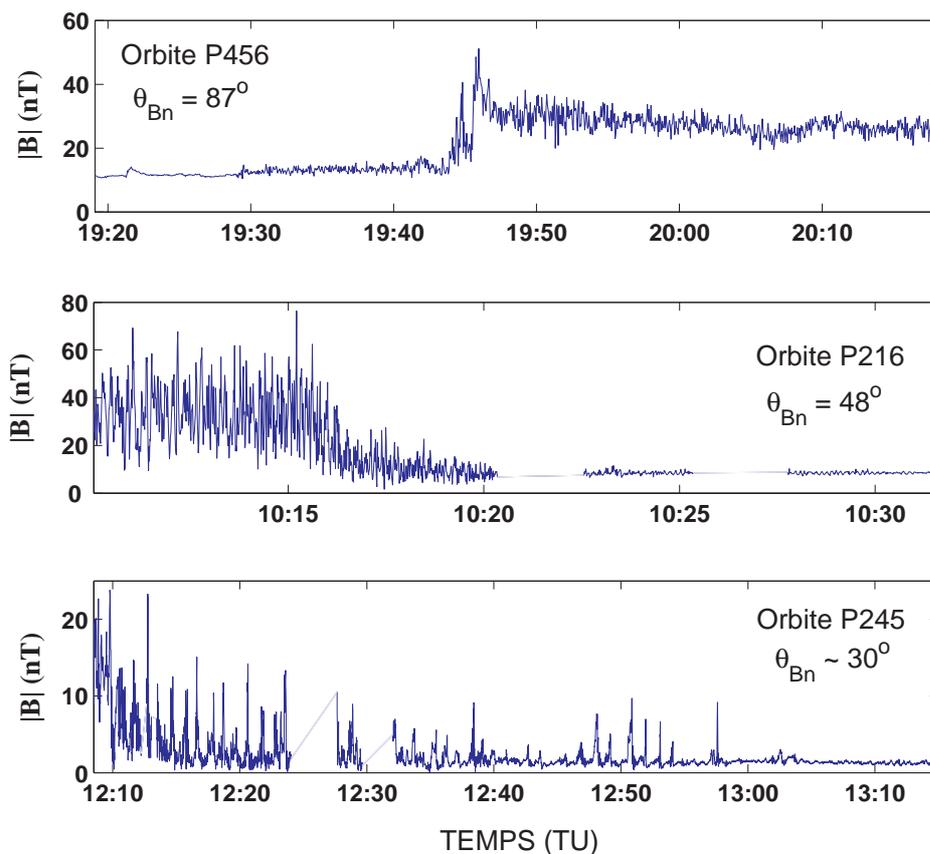


Figure III.10. Trois traversées du choc martien par MGS pour $\theta_{Bn} = 87^\circ$, 48° , 30° .

En utilisant comme critère de sélection la nécessité d'avoir un champ magnétique interplanétaire fort, nous avons choisi plusieurs traversées afin d'avoir des estimations du vecteur normal à la frontière à partir du théorème de coplanarité. Pour chaque cas nous avons considéré le champ magnétique en amont et en aval de l'onde de choc au-delà de la région qui appartient à la structure du choc et nous avons calculé le vecteur normal à partir de l'équation I.14. Comme exemple, nous présentons les résultats obtenus pour la traversée du choc montrée sur la Figure III.9. Pour cette orbite, le choc est traversé à une distance de $2.53 R_M$, à un angle solaire zénithal (SZA) autour de 69° et pour un temps local de 16 h. En amont du choc nous avons choisi l'intervalle 07:10:52 07:12:07, tandis que l'intervalle en aval du choc va de 07:09:01 à 07:10:11. Nous avons calculé le champ magnétique moyen pour ces deux intervalles (\mathbf{B}_u et \mathbf{B}_d) et en utilisant l'expression I.14 et nous avons obtenu la direction de \mathbf{n} dans le système MSO:

$$\mathbf{n} = [0.6208, 0.3541, -0.6994]$$

Avec cette valeur de \mathbf{n} nous avons calculé l'angle θ_{Bn} en prenant \mathbf{B}_u . La valeur obtenue $\theta_{Bn} = 66^\circ$ est tout à fait en accord avec la valeur θ_{Bn} calculée précédemment (62°). Avant de tester la validité physique du vecteur \mathbf{n} , nous allons décrire les principaux travaux qui ont permis de connaître de façon approximative la forme et la position moyenne du choc martien.

La première étude sur la localisation de l'onde de choc martienne en utilisant les données MGS MAG/ER a été faite par *Vignes et al.*, [2000]. A partir des caractéristiques observationnelles décrites précédemment, 450 traversées ont été identifiées, et la position moyenne du choc calculée en ajustant une section conique symétrique par rapport à l'axe X du repère MSO "avec aberration" qui tient compte de l'effet du mouvement orbital de la planète sur la direction du vent solaire. Le repère avec aberration (X', Y', Z') s'obtient en appliquant autour de l'axe Z_{MSO} une rotation d'un angle d'aberration α calculé en fonction des magnitudes des vecteurs vitesse du vent solaire et vitesse orbitale de la planète:

$$\alpha = \arctan\left(\frac{V_{orb}}{V_{SW}}\right) \quad (III.1)$$

Dans le cas de Mars, $V_{SW} \sim 400$ km/s et $V_{orb} \sim 28$ km/s, donc $\alpha \sim 4^\circ$.

L'équation de la conique est:

$$r(\theta) = \frac{L}{1 + e \cos \theta}, \quad (\text{III.2})$$

en ayant comme origine le foyer, qui se trouve sur l'axe X' à une distance X_0 du centre de la planète. L est un paramètre et e l'excentricité. Les valeurs trouvées par *Vignes et al.* [2000] sont: $X_0 = 0.64 \pm 0.02 R_M$; $e = 1.03 \pm 0.01$; et $L = 2.04 \pm 0.02 R_M$. La Figure III.11 montre la forme de l'ajustement en coordonnées (X', Y', Z') . La plupart des points sont distribués de façon plus ou moins uniforme entre $\sim 20^\circ$ et $\sim 110^\circ$ d'angle solaire zénital (SZA), et un nuage de points plus lointains se trouve autour de $\sim 130^\circ$ SZA.

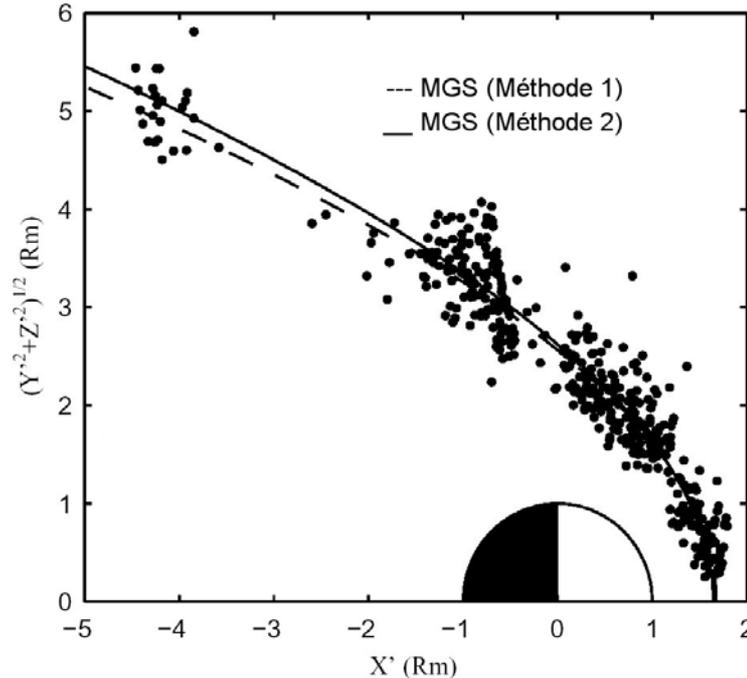


Figure III.11. Ajustement de la position moyenne du choc martien [*Vignes et al.*, 2000].

Nous avons utilisé une version plus récente de l'ajustement (553 traversées) afin de comparer la direction du vecteur normal \mathbf{n} , obtenu à partir du théorème de coplanarité, avec la direction de la normale prévue par l'ajustement pour le point le plus proche de la traversée du choc. Dans le cas de l'orbite P032 l'angle ψ entre les deux normales est 13.6° , pour une distance entre la traversée et l'ajustement de ~ 1400 km.

Des résultats similaires ont été trouvés pour d'autres orbites, ce qui montre la cohérence entre les propriétés globales et les propriétés locales de la frontière.

Avant le travail de *Vignes et al.* [2000], *Slavin et al.*, [1991] et *Trotignon et al.* [1991a, 1993], avaient fait un ajustement similaire à partir de respectivement 94 et 126 traversées du choc par Phobos 2. Dans ce cas, la distribution des points n'est pas aussi uniforme que dans le cas de MGS (seulement $\sim 6\%$ des traversées se trouvent hors de la région du terminateur et il n'y a que 4 traversées en région subsolaire), ce qui rend moins certaine la position de la frontière, surtout pour les faibles SZA. En revanche, les observations de Phobos 2 loin dans la queue magnétique permettent de contraindre le modèle à longue distance.

La Figure III.12 compare les différents ajustements cités précédemment, et montre qu'ils sont presque identiques. Or, comme nous l'avons dit précédemment Phobos 2 a visité Mars pendant la période de maximum d'activité solaire, tandis que la période des observations de MGS correspond à une activité moyenne puis faible. Ceci montre que, contrairement à ce qu'a été trouvé pour Vénus (Figure III.13), la position du choc martien semble être indépendante du cycle solaire et donc du taux de rayonnement EUV.

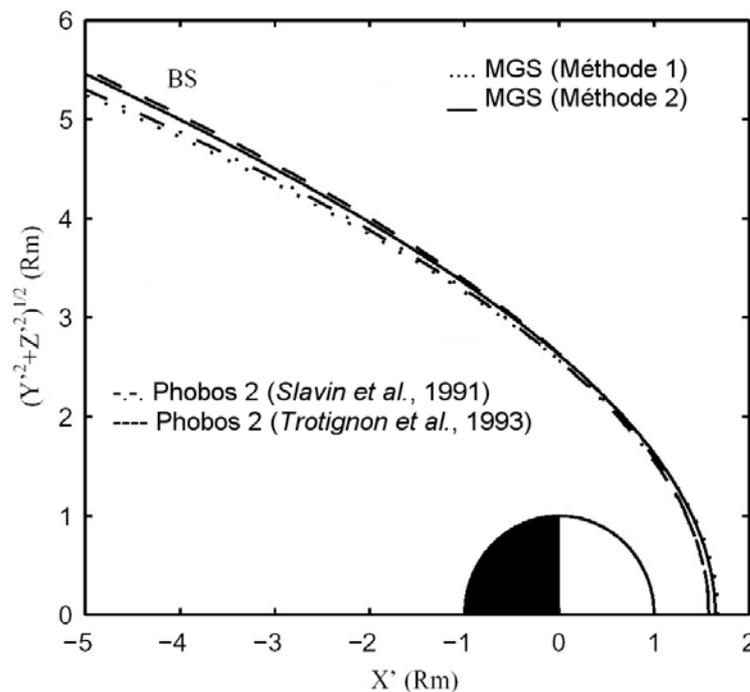


Figure III.12. Position moyenne du choc martien obtenue par *Vignes et al.* [2000] à partir des données MGS, et par *Slavin et al.* [1991] et *Trotignon et al.* [1993] à partir des données Phobos 2.

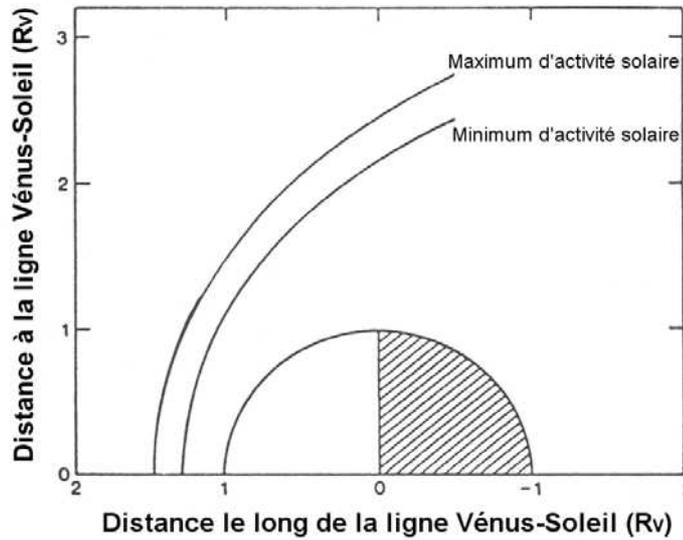


Figure III.13. Position moyenne de l'onde de choc vénusienne en période de maximum et minimum d'activité solaire [d'après *Luhmann et al.*, 1987].

Dans une deuxième étude, *Vignes et al.* [2002] ont analysé l'écart de la position du choc par rapport à l'axe X' . Ils ont trouvé que la distance au choc est plus grande dans l'hémisphère où pointe le champ magnétique de convection $\mathbf{E} = -\mathbf{V}_{\text{VS}} \times \mathbf{B}$, ce qui est compatible avec l'idée que c'est l'alourdissement par les ions implantés qui modifie la position du choc, en accord avec des résultats obtenus autour d'autres corps non magnétisés comme Vénus [*Zhang et al.*, 1991b].

III.3 La magnétogaine

Après avoir traversé l'onde de choc, le plasma du vent solaire devient plus dense, plus chaud, plus lent et plus "turbulent". Cette région qui s'étend jusqu'à la frontière d'empilement magnétique (MPB) s'appelle "magnétogaine" d'après sa similitude avec la région entre le choc et la magnétopause de la Terre, ce qui est surprenant si l'on considère qu'un corps non magnétisé ne possède pas de magnétosphère. Cependant, dans la magnétogaine de Mars, en plus de la présence majoritaire des populations du vent solaire nous trouvons aussi des particules chargées d'origine exosphérique qui sont de plus en plus nombreuses à mesure qu'on se rapproche de la planète [*Lundin et al.*, 1990].

La Figure III.14 montre des données magnétiques de MGS en coordonnées MSO dans la magnétogaine de Mars, clairement définie entre le choc et la MPB. Nous pouvons observer qu'il s'agit d'une région où l'empilement magnétique n'est pas encore présent. De plus les grandes fluctuations dans la magnitude et la direction du champ magnétique donnent des valeurs en général élevées de $|\delta\mathbf{B}|/B$ et de $\delta|\mathbf{B}|/B$.

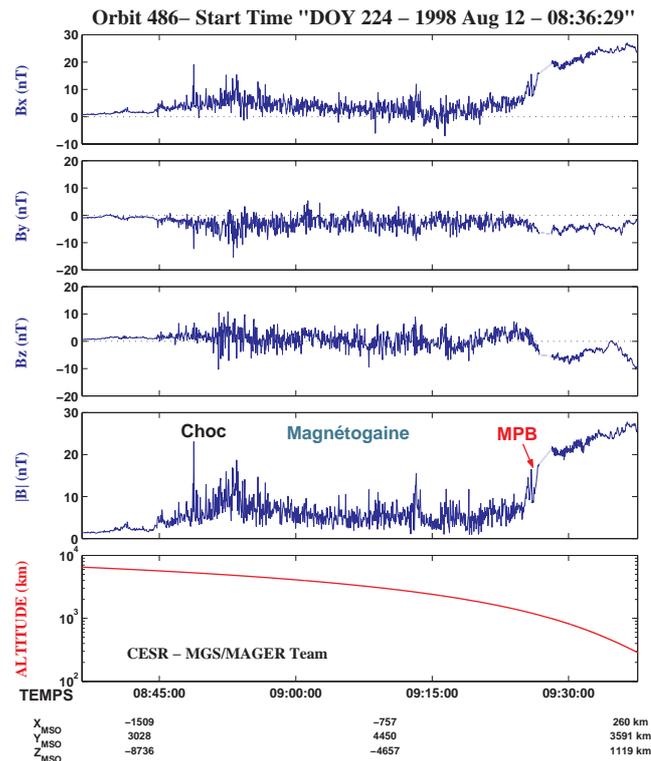


Figure III.14. Données MGS MAG/ER dans la magnétogaine martienne.

La Figure III.15 montre la variabilité ou écart quadratique moyen de l'intensité du champ magnétique autour de Mars à partir des mesures de MGS [d'après *Brain*, 2002]. Nous pouvons voir que la magnétogaine s'identifie comme la région où cette variabilité atteint des valeurs maximales.

Comme la plupart des objets du système solaire, la magnétogaine martienne est caractérisée par la présence de fluctuations électro-magnétiques de grande amplitude (non linéaires), à basse fréquence et très peu cohérentes. Pourtant, les données MAG/ER ont permis d'identifier des ondes à des fréquences proches de la fréquence de giration des protons avec une polarisation circulaire gauche dans le repère de la sonde [*Cridler*, 2000]. Or, comme nous l'avons dit dans le chapitre I, contrairement à Vénus et aux

comètes actives, l'épaisseur de la magnétogaine de Mars n'est que de quelques rayons de giration des protons (d'après *Moses et al.*, 1988, le rayon de giration des protons de la population du vent solaire juste en amont du choc est ~ 700 km). En considérant la vitesse de l'écoulement en aval du choc (typiquement 100 à 200 km/s) il est donc fort probable que les ondes observées, vu leur degré d'évolution, ne soient pas engendrées localement dans la magnétogaine mais qu'il s'agissent d'ondes générées en amont du choc martien qui ont été emmenées par l'écoulement comme il a été observé autour des comètes [*Glassmeier and Neubauer*, 1993].

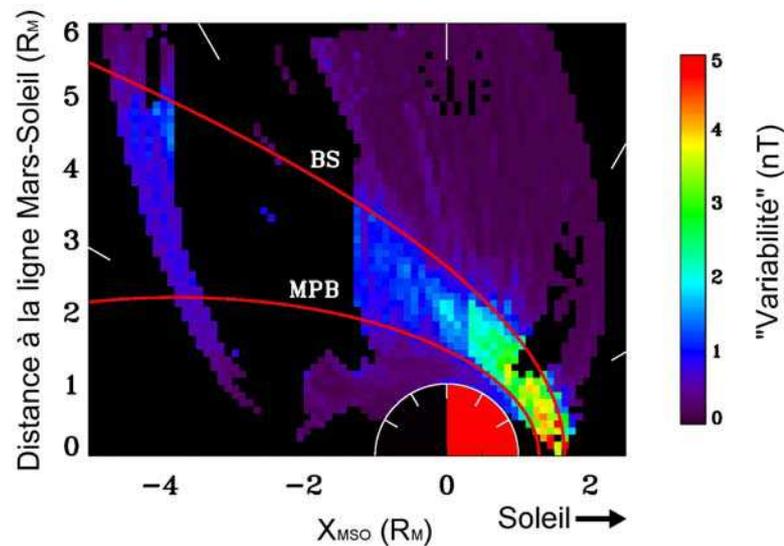


Figure III.15. Variabilité (écart quadratique moyen) de la magnitude du champ magnétique en coordonnées MSO cylindriques [d'après *Brain*, 2002].

La Figure III.16 montre un exemple d'ondes de grande amplitude non linéaires de structure monolithique observées par MAG/ER en aval du choc quasi-parallèle montré dans le panneau du bas de la Figure III.10. Une estimation de la fréquence de ces ondes donne une valeur qui correspond à la fréquence cyclotron des protons en amont du choc. Nous verrons dans le chapitre IV que des ondes avec les mêmes caractéristiques sont déjà présentes en amont du choc.

Dans la partie inférieure de la magnétogaine, les fluctuations à basse fréquence deviennent plus compressives, avec une polarisation linéaire dès qu'on s'approche de la MPB. Dans le chapitre V nous allons étudier les caractéristiques de ces fluctuations afin de déduire quels sont les mécanismes capables de les générer.

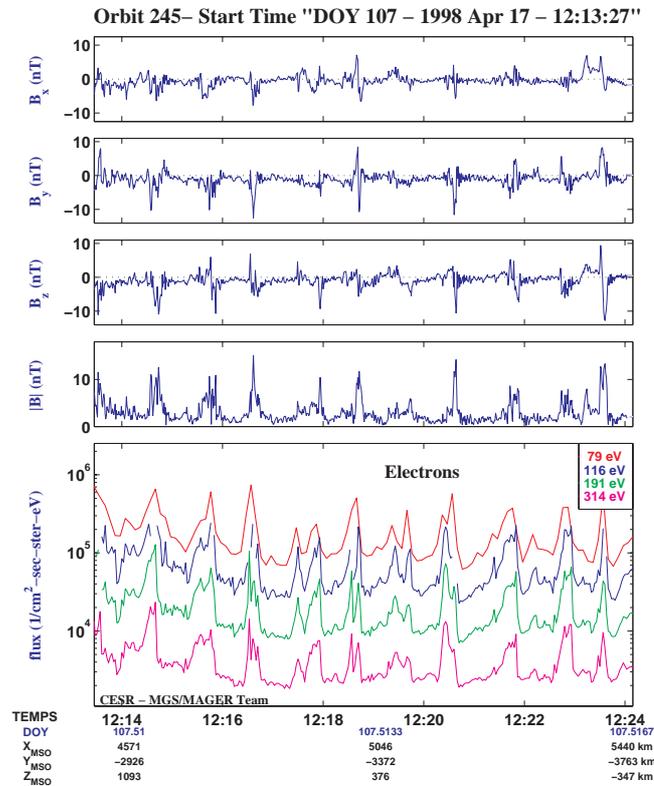


Figure III.16. Oscillations non linéaires dans la magnétogaine, en aval d'un choc quasi parallèle. Des ondes avec les mêmes caractéristiques sont observées au niveau du choc et dans le vent solaire.

III.4 La frontière et la région d'empilement magnétique (MPB et MPR)

La frontière d'empilement magnétique (MPB) est peut-être l'une des signatures les plus spectaculaires et inattendues observées en détail par MGS. La MPB est une frontière plasma permanente, fine et abrupte, située du côté jour entre le choc et la frontière ionosphérique. Elle marque la limite entre la magnétogaine très turbulente et une région aux champs fortement empilés appelée région d'empilement magnétique (MPR).

La MPB a été observée et caractérisée pour la première fois lors de la rencontre de la comète de Halley avec la sonde Giotto [Neubauer, 1987]. La Figure III.17 montre les données magnétiques de Giotto lors de son passage près de la comète de Halley (qui a lieu du côté jour). Lorsque la sonde s'approche de la comète, elle traverse l'onde de

choc quelques minutes après 19:30. Le choc possède une épaisseur appréciable et donc aucune des deux traversées ne peut être marquée avec une seule ligne droite. Puis, la sonde rentre la dans la magnétogaine et finalement autour de 23:30, la sonde détecte un saut abrupt sur la magnitude du champ magnétique à l'intérieur de laquelle l'empilement continue de manière plus régulière. *Neubauer* [1987] s'est basé sur cette signature pour l'appeler MPB. Après le passage au plus près, dans la cavité diamagnétique, la sonde traverse à nouveau la MPB (toujours du côté jour) quelques minutes avant 01:00 SCET.

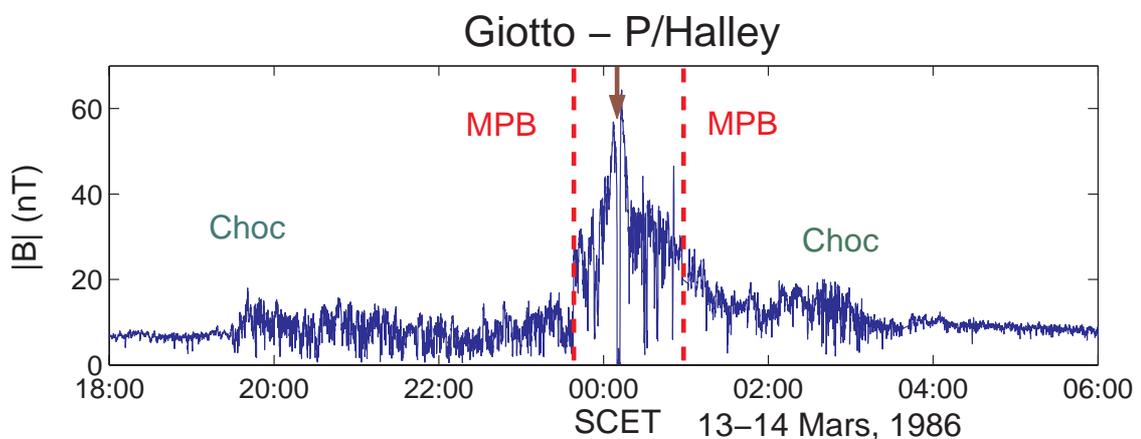


Figure III.17. Données magnétiques enregistrées par la sonde Giotto à proximité de la comète de Halley. La sonde traverse différentes régions et frontières du côté jour, jusqu'au passage au plus près à l'intérieur de la cavité diamagnétique (flèche). Les traversées du choc ont lieu autour de à 19:30 et 03:00 SCET, et la MPB est traversée autour 23:30 SCET, et quelques minutes avant 01:00 SCET (traits rouges).

En coïncidence avec la signature sur $|\mathbf{B}|$ on observait une forte décroissance sur les fluctuations du champ, en direction et en magnitude. La MPB était aussi évidente sur les mesures d'autres instruments. En effet, les données des expériences RPA (Rème Plasma Analyzer), JPA (Johnstone Plasma Analyzer), IMS (Ion Mass Spectrometer), montraient une chute dans les densités des populations appartenant au vent solaire (Figure III.18): des protons, des électrons du vent solaire [e.g., *Rème et al.*, 1987; *Mazelle et al.*, 1989; *Mazelle*, 1990], ainsi que des He^{++} , à mesure que la densité des populations d'origine cométaire croissait [*Neugenbauer et al.*, 1991].

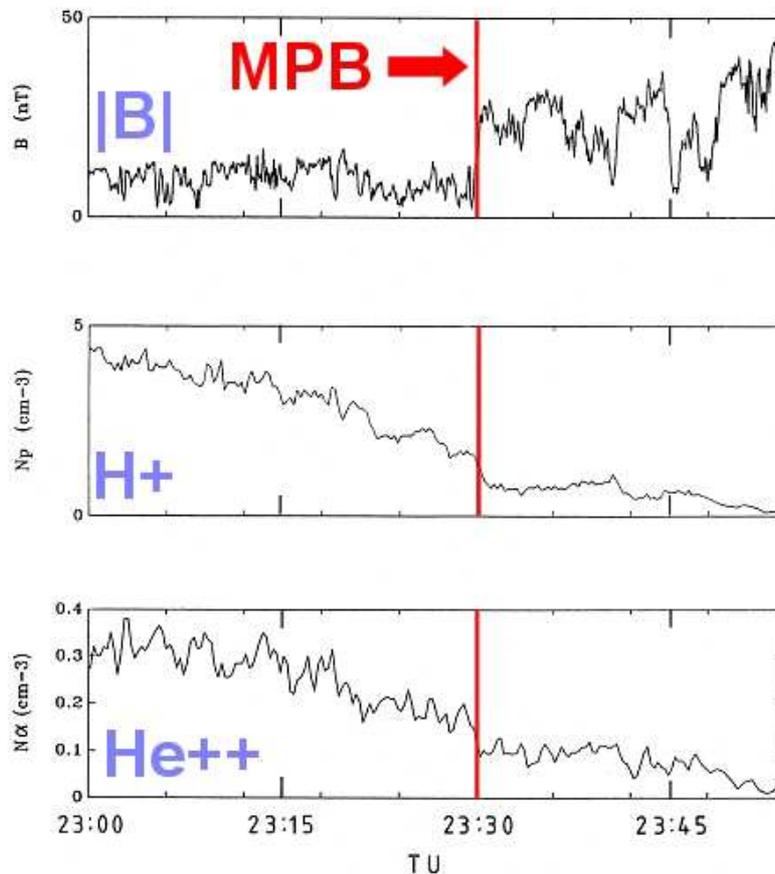


Figure III.18. Profils de magnitude du champ magnétique, densité des protons du vent solaire, et densité des He^{++} à travers la MPB de la comète de Halley [d'après *Mazelle*, 1990].

Des caractéristiques similaires avaient été rapportées à la frontière externe de la queue magnétique de la comète Giacobini-Zinner par *Slavin et al.* [1986] et les mêmes signatures sur le champ magnétique autour de la comète Grigg-Skjellerup permettaient à Giotto pour une deuxième fois d'identifier la MPB [*Neubauer et al.*, 1993a; *Rème et al.*, 1993; *Mazelle et al.*, 1995] (Figure III.19).

Pourtant, ces observations n'étaient toujours pas définitivement acceptées. La MPB pouvait être un phénomène transitoire. D'un autre côté, les observations du magnétomètre de Pioneer Venus Orbiter ne montraient pas une telle frontière sur $|\mathbf{B}|$ autour de Vénus, mais plutôt un empilement graduel, en principe, en accord avec la dynamique des gaz.

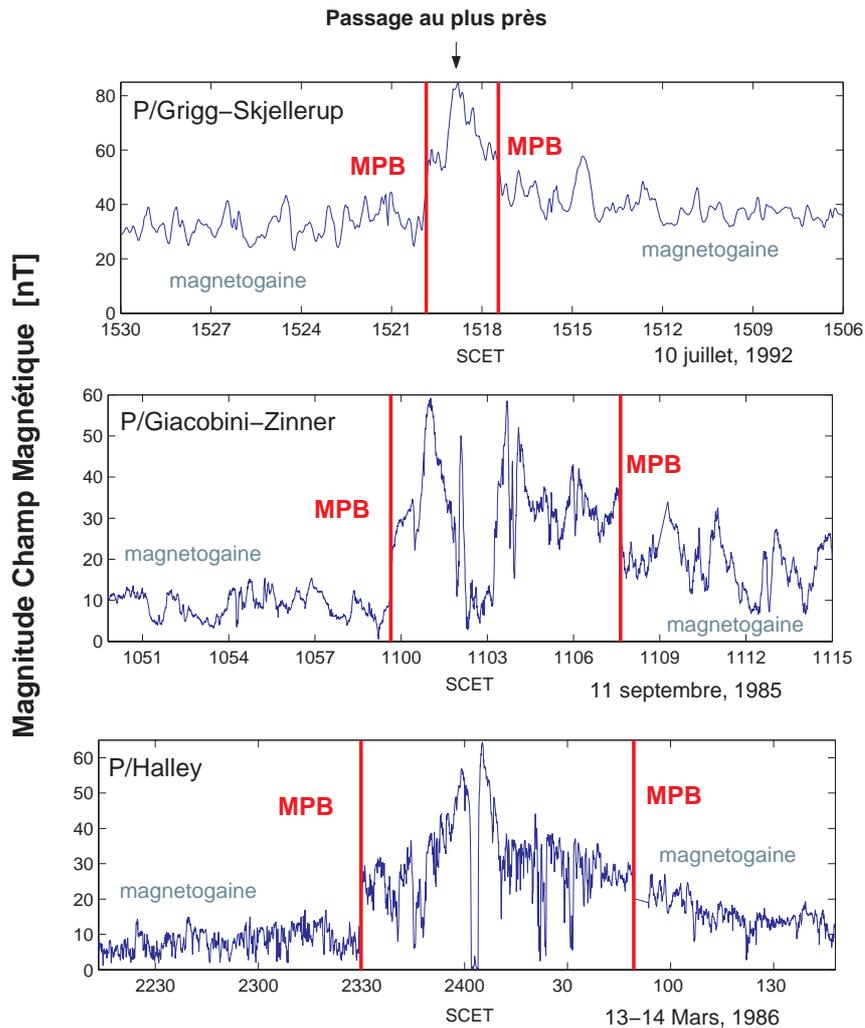


Figure III.19. Profils de la magnitude du champ magnétique mesuré lors des rencontres des sondes Giotto avec les comètes P/Halley et P/Grigg-Skjellerup et ICE avec la comète Giacobini-Zinner. Les observations sont ordonnées en fonction de l'activité de la comète.

En parallèle avec la confirmation de l'absence de champ magnétique global d'origine interne, les données de l'expérience MAG/ER à bord de MGS ont mis en évidence au niveau de la partie externe de la barrière magnétique martienne, des signatures sur le champ magnétique et les électrons suprathermiques identiques à celles observées par Giotto à la MPB de la comète de Halley. *Acuña et al.* [1998] se sont appuyés sur ces deux constatations pour affirmer que la frontière rencontrée autour de Mars était de même nature. La Figure III.20 montre de façon claire les différentes régions et frontières rencontrées par MGS. La sonde, qui avant 13:40 TU se trouve dans le vent solaire non perturbé, traverse le choc (BS) autour de 13:45 TU en se rapprochant

de la planète du côté nuit. Quelques minutes après 14:10 TU, MGS traverse la MPB clairement reconnaissable par la présence d'un abrupt saut d'un facteur 3-4 sur $|B|$ (trait rouge). Puis, la sonde continue à se rapprocher de la planète en passant par la région d'empilement magnétique, et pénétrant la cavité ionosphérique (localisée entre les deux "CB" pour "Cavity Boundary" en anglais) avant de s'éloigner de la planète en passant une autre fois par les régions et frontières mentionnées précédemment.

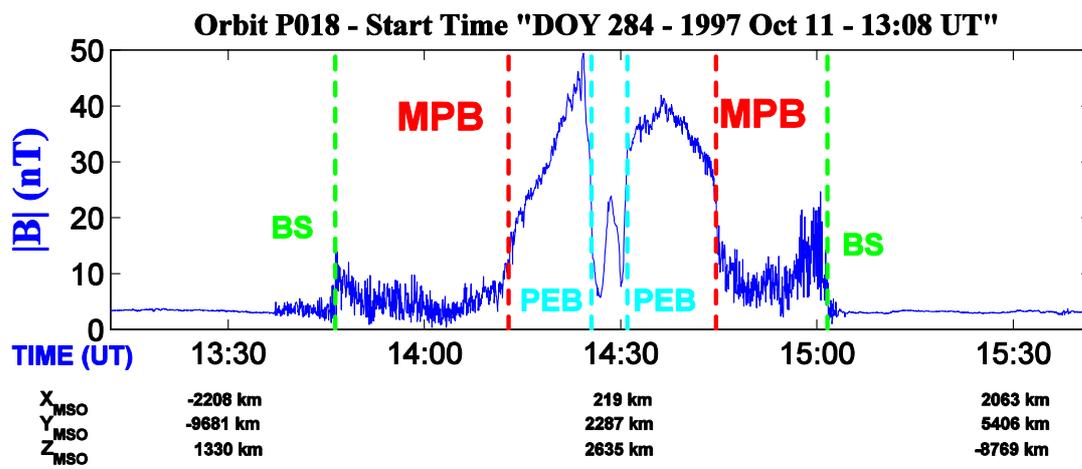


Figure III.20. Données magnétiques obtenues lors de l'orbite P18.

Les observations de MAG/ER 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 signatures simultanées caractérisent toujours la MPB: une forte diminution de la variabilité de la magnitude et l'orientation du champ magnétique par rapport à la magnétogaine, ainsi qu'une abrupte décroissance sur les flux d'électrons suprathermiques, associée à un "refroidissement" de la fonction de distribution, à mesure que la densité d'électrons froids augmente lorsqu'on se rapproche de la planète [Grard *et al.*, 1989].

La Figure III.21 montre une traversée de la MPB vue par MGS MAG/ER 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 montrent 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 panneau d'en bas montre les flux d'électrons pour quatre niveaux d'énergie identifiés par leur moyenne géométrique. Deux frontières sont clairement identifiables sur la figure. La première, à droite, est le choc, traversée à 07:34 TU. Au dessous de la magnétogaine, où le plasma est décéléré et comprimé, nous trouvons la deuxième frontière; la MPB. Elle est traversée autour de 07:02 TU, à 1180 km d'altitude et à un temps local de ~ 8 h du matin. Les trois signatures mentionnées précédemment sont présentes dans cet exemple: $|\mathbf{B}|$ passe de 10 nT à 25-30 nT en moins de 1 minute (une variation de ~ 100 km en altitude). Les fluctuations sur $|\mathbf{B}|$, θ et ϕ diminuent considérablement et les flux des électrons suprathermiques décroissent d'un ordre de grandeur.

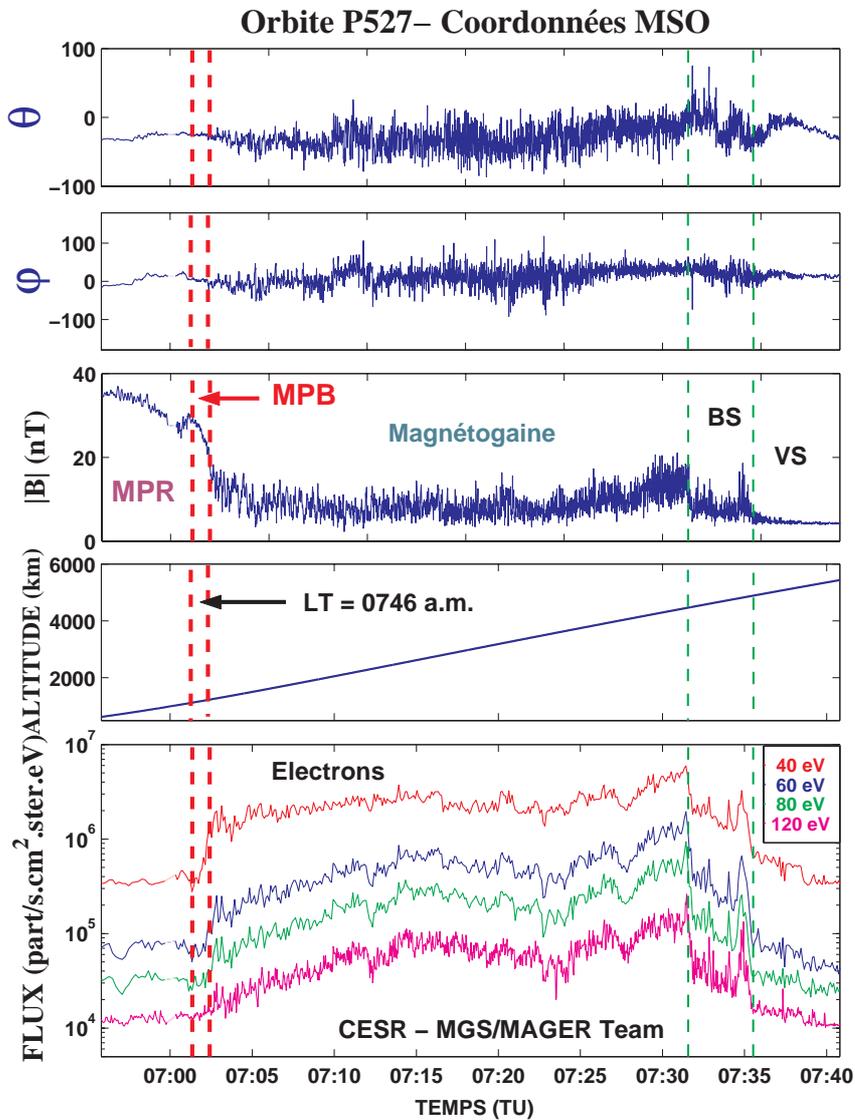


Figure III.21. Données MAG/ER pour une orbite proche du plan du terminateur.

La Figure III.22 montre l'évolution du spectre des électrons suprathermiques pour plusieurs valeurs d'altitude. Nous pouvons observer tout d'abord le spectre en amont du choc (en bleu), qui se modifie fortement au niveau du choc pour arriver à un spectre plus chaud, caractéristique de la magnétogaine. Ensuite, à travers la MPB, la fonction de distribution se refroidit par rapport à cette dernière pour donner dans la région d'empilement magnétique un spectre très similaire à celui en amont du choc, en suggérant le fait que certains électrons passent effectivement à travers de la frontière en emportant avec eux le champ magnétique. Finalement, pour comparaison avec le précédent, le dernier spectre correspondant à une altitude dans l'ionosphère montre un plasma beaucoup plus froid, ce qui est compatible avec une population majoritairement d'origine locale.

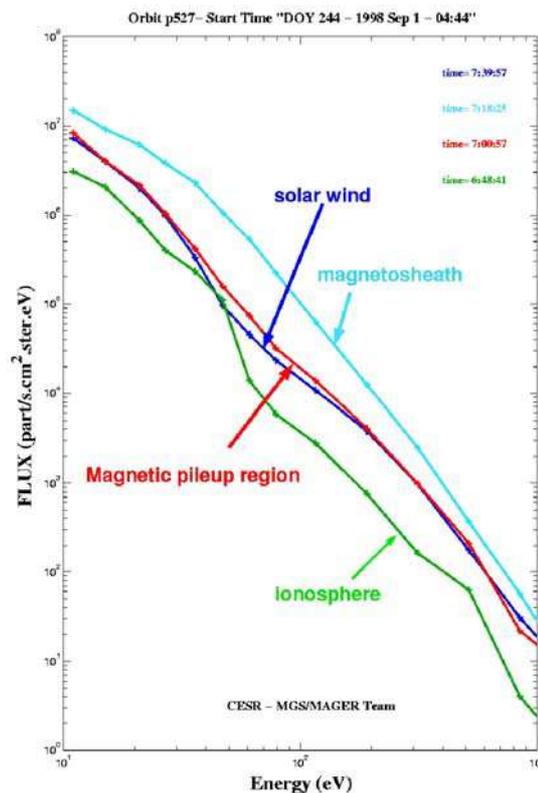


Figure III.22. Spectres d'électrons suprathermiques obtenus par ER en amont du choc, dans la magnétogaine, dans la région d'empilement magnétique et dans l'ionosphère.

L'un des aspects le plus surprenant de la MPB est lié à la façon dont la pression du vent solaire dans la magnétogaine (majoritairement thermique après le passage par le choc) se transforme en pression magnétique en formant la barrière magnétique du côté

jour (Figure III.23). D'après la vision classique proposée par certains modèles comme la dynamique des gaz ou la MHD [e.g. Tanaka, 2000], la pression majoritairement thermique dans la magnétogaine se transforme progressivement en pression magnétique à mesure que le vent solaire incorpore des ions de plus en plus lourds et froids (panneau de gauche). De cette manière on s'attend aussi à voir une augmentation régulière de la pression magnétique $B^2/2\mu_0$. Cependant, les mesures de MGS montrent que la pression magnétique augmente d'un ordre de grandeur au niveau de la MPB (panneau de droite) en montrant qu'il y a une conversion brutale pressions thermique/magnétique au niveau de la frontière.

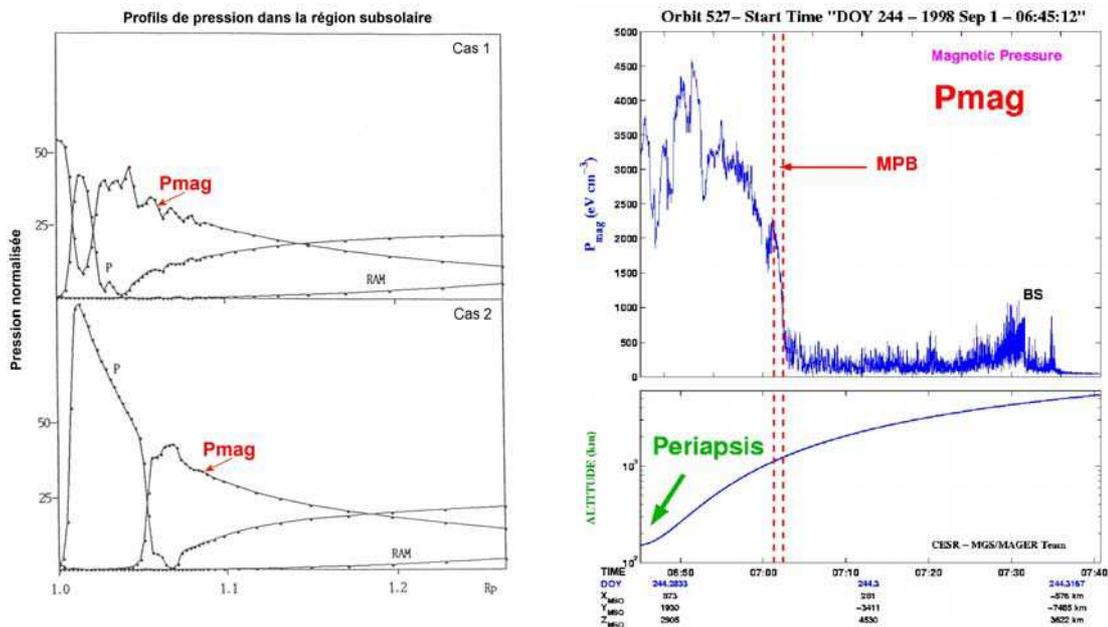


Figure III.23. En haut: Variation de la pression thermique (P), RAM, et magnétique (Pmag) dans la magnétogaine, la région d'empilement magnétique jusqu'à l'ionosphère d'après la MHD pour une planète comme Vénus ou Mars [d'après Tanaka, 2000]; b) Profil de pression magnétique obtenue à partir des données MGS MAG pour l'orbite P527.

Vignes *et al.* [2000] ont identifié 448 traversées de la MPB par MGS auxquelles ils ont ajusté une section conique axisymétrique par rapport à l'axe X'. Les valeurs obtenues sont: $X_0 = 0.78 \pm 0.01 R_M$; $e = 0.90 \pm 0.01$; et $L = 0.96 \pm 0.01 R_M$. La ressemblance de ces valeurs avec celles obtenues par Trotignon *et al.*, [1996] pour la position de la "planétopause", identifiée à partir des données PWS à bord de Phobos 2, ont permis à Vignes *et al.* [2000] d'arriver à la conclusion que la MPB et la

"planétopause" sont en effet deux noms différents pour la même frontière plasma. La version récente de l'ajustement de la MPB (Figure III.24) est été faite à partir de 1149 traversées de la frontière par MGS [Mazelle *et al.*, en préparation, 2004b]. Les paramètres de la conique sont: $X_0 = 0.76 \pm 0.01 R_M$; $e = 0.89 \pm 0.01$; et $L = 0.97 \pm 0.01 R_M$. Une discussion sur les types de courbes à ajuster aux traversées de la MPB et de l'onde de choc peut être trouvée dans Trotignon, [2003].

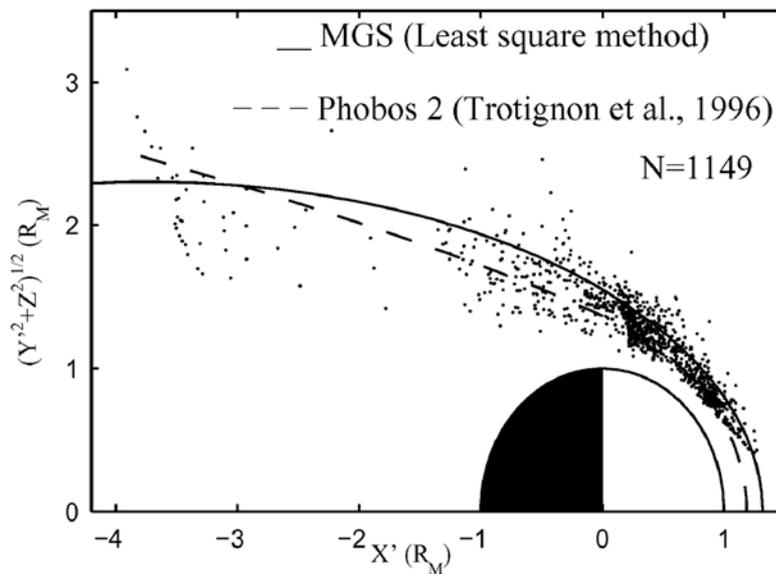


Figure III.24. Position moyenne de la MPB d'après les observations de MGS et Phobos.

En ce qui concerne les facteurs qui contrôlent sa position, Mazelle *et al.* [en préparation 2004b] trouvent une corrélation claire entre les variations de la position de la MPB et de l'onde du choc. La Figure III.25 montre la corrélation entre la distance radiale cylindrique (distance orthogonale à l'axe X_{MSO}) de la traversée de la MPB en fonction du même paramètre pour le choc pour chaque couple de traversées situées du même côté du périastre pour chaque orbite. Malgré le biais dû à la géométrie de l'orbite, cela permet de comparer les traversées des deux frontières se produisant pour les mêmes conditions du vent solaire, les propriétés de celui-ci n'étant pas susceptibles de beaucoup varier dans l'intervalle de temps relativement court entre les deux traversées. Ainsi, de la même façon que pour l'onde de choc, la position de la MPB semble peu dépendante du cycle solaire.

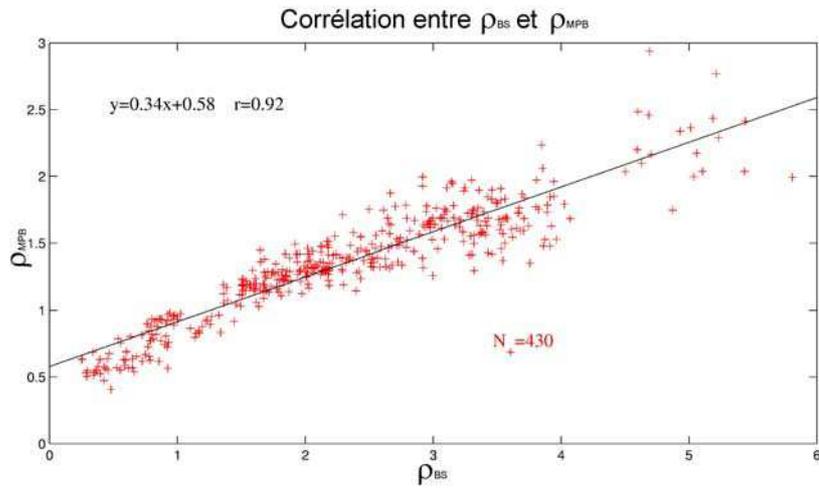


Figure III.25. Dépendance entre distances radiales cylindriques de l'onde de choc et de la MPB.

La MPB représente la limite externe de la région d'empilement magnétique ou MPR (d'après l'anglais "magnetic pileup region"). Dans cette région, la pression est majoritairement magnétique, et $|\mathbf{B}|$ continue à augmenter, mais de façon régulière à mesure qu'on se rapproche de la planète, tandis que la direction varie très lentement. La Figure III.26 montre clairement la MPR comme une région bien distincte de la magnétogaine en ce qui concerne l'intensité du champ magnétique [d'après *Brain, 2002*].

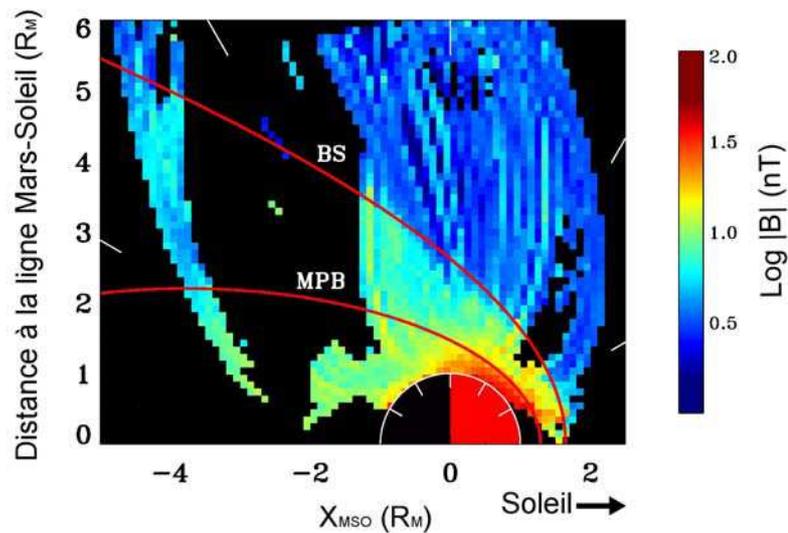


Figure III.26. Magnitude du champ magnétique d'après les mesures de MGS [d'après *Brain et al., 2002*].

Une façon d'observer la décroissance des fluctuations de \mathbf{B} au niveau de la MPB est d'analyser l'écart quadratique moyen ou RMS (de l'anglais "Root Mean Square") de ses composantes. Ces valeurs ainsi que la magnitude du champ magnétique pour l'orbite P486 sont montrées dans la Figure III.27. La MPB apparaît comme une frontière très nette aussi claire sur $|\mathbf{B}|$ que sur le niveau de fluctuation qui sépare une région de fortes variations, la magnétogaine (MG), de la région d'empilement magnétique (à l'intérieur de la MPB) où le niveau de fluctuation est très faible. Ce comportement est également observé sur le RMS de $|\mathbf{B}|$ comme le montre la Figure III.15

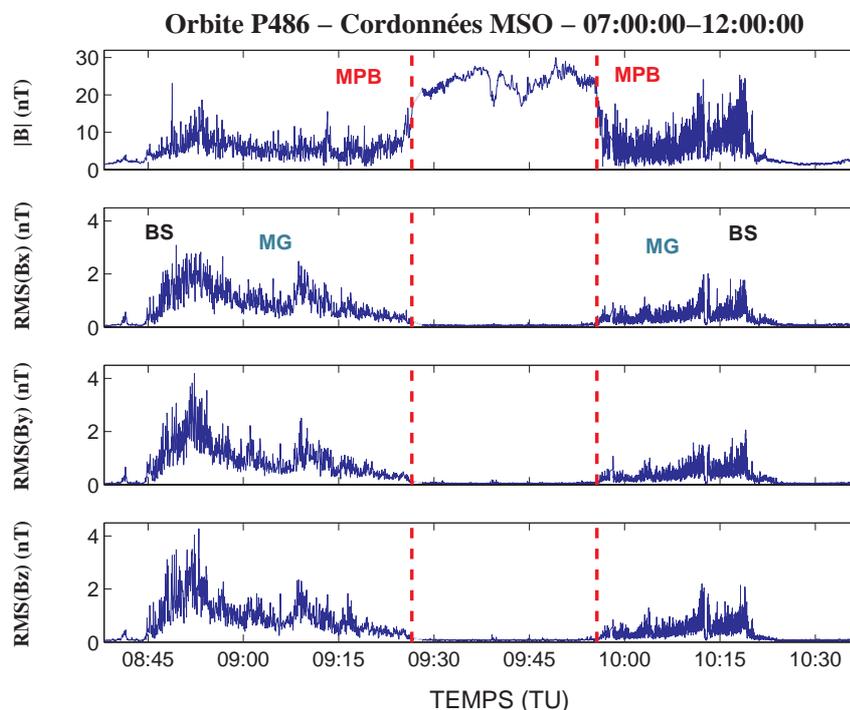


Figure III.27. Magnitude du champ magnétique et écart quadratique moyen (RMS) de chacune des composantes MSO pour l'orbite P486. La MPB est clairement identifiable (tirets rouges) aussi du côté "inbound" comme du côté "outbound".

III.5 La frontière des photoélectrons (PEB) et l'ionosphère

L'apparition d'une ionopause du type vénusien n'est susceptible d'avoir lieu dans le cas de Mars qu'en période de maximum solaire où l'ionosphère est très dense et la pression dynamique du vent solaire en moyenne plus faible. Malheureusement, MGS ne possède pas un instrument capable de mesurer les ions et donc, la détection d'une frontière à partir des populations d'ions thermiques est impossible.

Pourtant, pendant la période SPO l'altitude du périastre était suffisamment basse pour que MGS explore l'ionosphère martienne. Autour de chaque périastre, le spectromètre ER a détecté systématiquement en-dessous de la MPR une couche très fine (d'un épaisseur verticale de quelques dizaines de km) où les flux d'électrons pour des énergies supérieures à 100 eV décroissent d'un ordre de grandeur (Figure III.28). Ceci est accompagné par un changement dans le spectre d'électrons: au-dessus de cette couche (dans la MPR), le spectre ressemble à celui qu'on trouve en aval de la MPB, tandis qu'en dessous de cette couche les spectres montrent une signature dans la gamme 20-50 eV qui est compatible avec des pics de photo-ionisation prédits par les modèles de photo-électrons ionosphériques autour de Mars. Pour cette raison, cette couche de transition systématiquement repérée par MGS MAG/ER a été appelée frontière des photo-électrons ou PEB (d'après l'anglais "Photo-Electron Boundary") [Mitchell *et al.*, 2001].

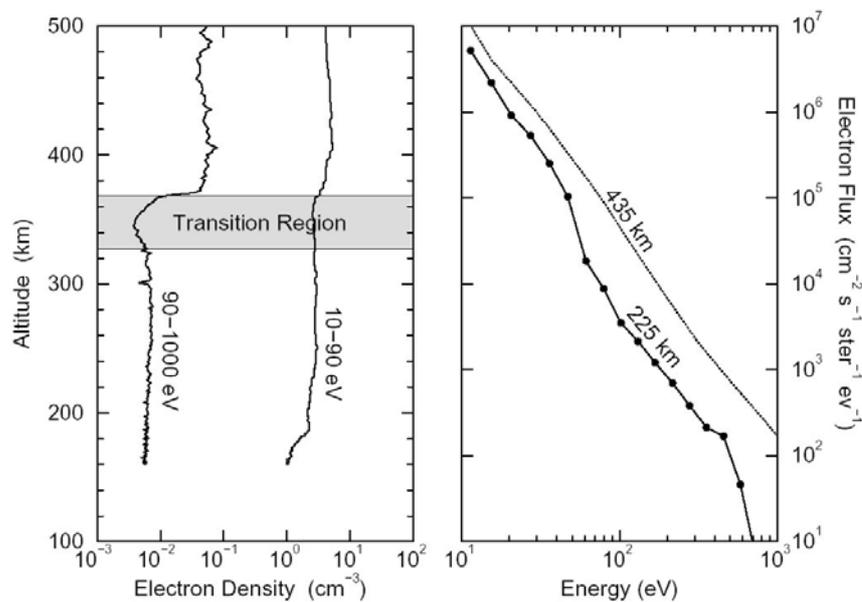


Figure III.28. Flux d'électrons suprathermiques au niveau de la frontière de photo électrons (gauche), spectre des électrons dans la MPR (435 km d'altitude) et l'ionosphère (225 km d'altitude) [Mitchell *et al.*, 2001].

L'identification systématique de la PEB indiquerait un possible rapport avec une "ionopause" martienne. Pourtant, des mesures sur les ions thermiques comme a été fait pour Vénus [Brace *et al.*, 1980], sont nécessaires afin d'identifier cette frontière autour de Mars.

III.6 Les champs d'origine crustale

Le résultat, peut être, le plus important de l'expérience MAG/ER après la confirmation de l'absence de champ magnétique globale produit par une dynamo active, est la découverte des sources crustales de magnétisation rémanente [Acuña *et al.*, 1998]. Ces champs, observés dès les premières orbites de MGS, ont été cartographiés de manière systématique en utilisant les instruments MAG et ER de manière complémentaire afin de connaître leur intensité, leur topologie, et la distribution de leurs sources sur la surface de la planète [Acuña *et al.*, 1999; Connerney *et al.*, 1999]. La Figure III.29 montre la composante radiale du champ magnétique (associée avec les champs crustaux) à 400 km d'altitude en fonction de la longitude et la latitude martienne [Connerney *et al.*, 2001]. Comme le montre la figure, à part quelques exceptions, les sources les plus intenses se trouvent dans l'hémisphère sud de la planète.

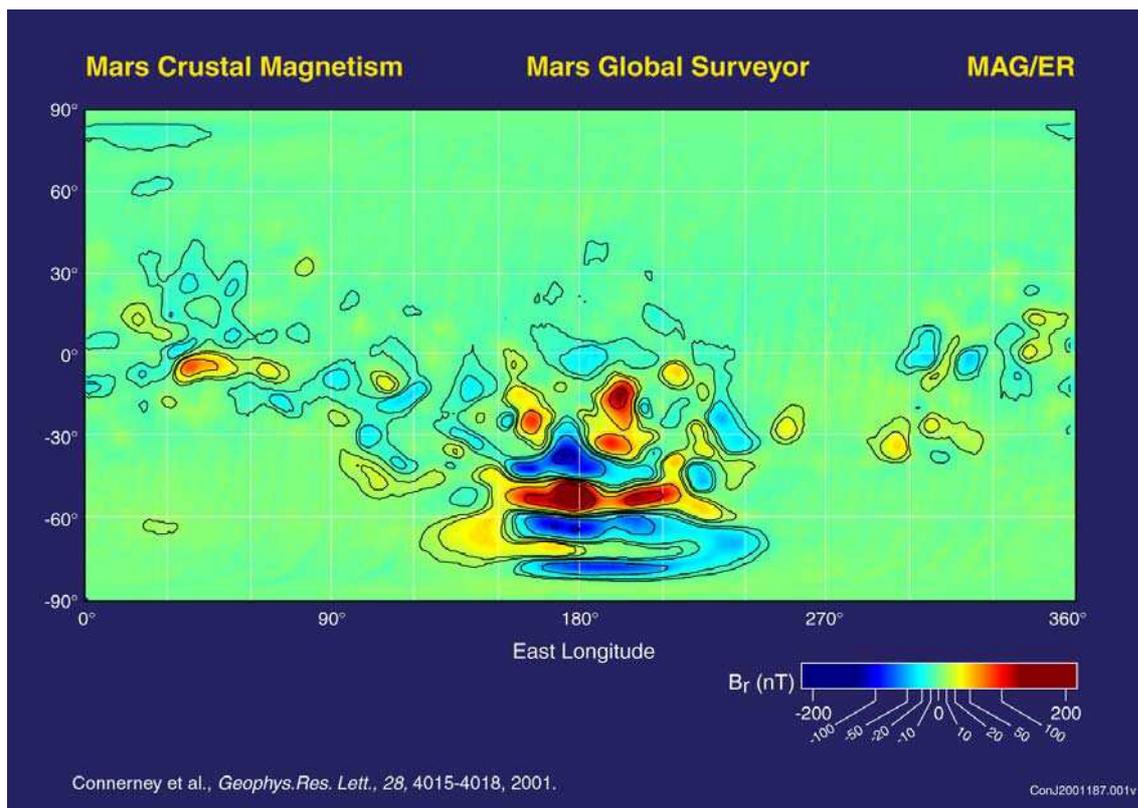


Figure III.29. Composante radiale du champ magnétique à une altitude de 400 (+/- 30) km (à une résolution de 1° x 1°). Les observations utilisées pour cette carte ont été obtenues lorsque MGS était dans l'ombre de Mars. Des contours isomagnétiques ont été tracés pour $B_r = \pm 10, 20, 50, 100$ et 200 nT [Connerney *et al.*, 2001].

L'utilisation conjointe des données MGS MAG/ER et MOLA a permis de localiser les sources de magnétisme par rapport à la topographie martienne. La Figure III.30 montre que la plupart des sources magnétiques se trouvent dans la région des anciens bassins où les impacts sont les plus nombreux, au sud de la frontière de la dichotomie située à des latitudes entre $+30^\circ$ et -30° . Ainsi, le champ dynamo à l'origine de ces sources n'était plus présent au moment de la formation de cette frontière. D'ailleurs, l'absence de magnétisme crustal au niveau des bassins Hellas et Argyre au sud indiquent probablement qu'à l'époque de leur formation, il y a $4 \cdot 10^9$ ans, la dynamo avait déjà cessé d'être active [Acuña et al., 2001].

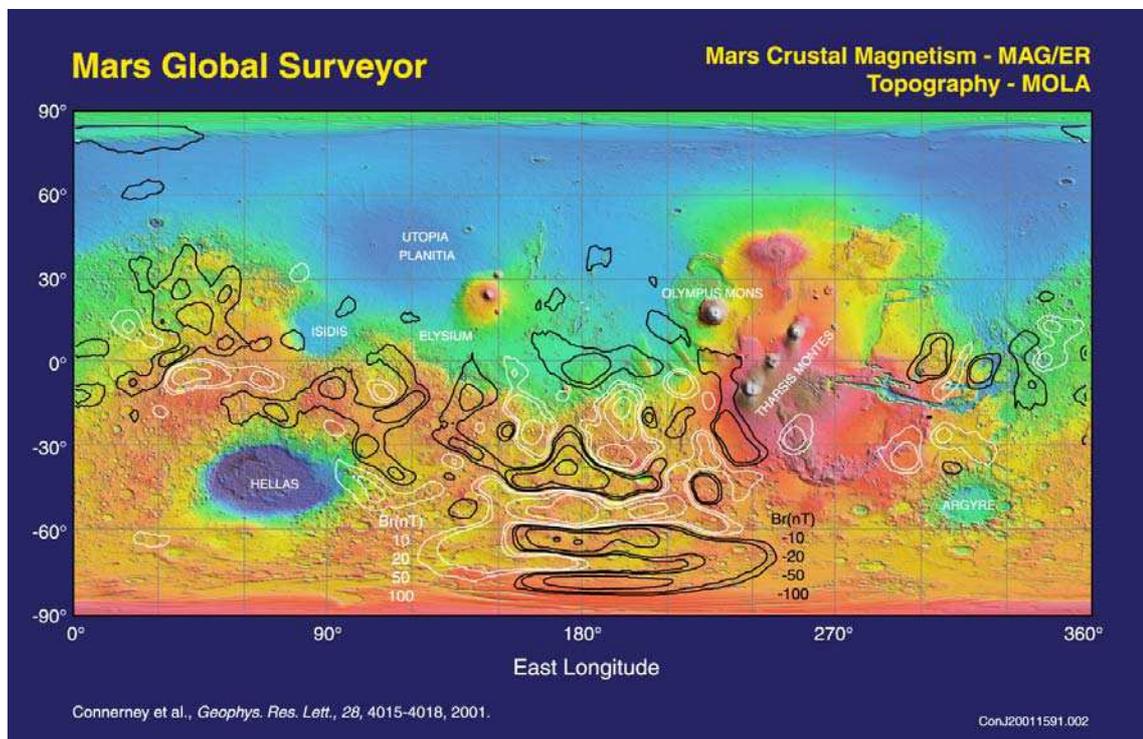


Figure III.30. Carte topographique de Mars obtenue par l'altimètre laser de MGS (MOLA), avec des contours de champ magnétique radial constant (noir = négatif; blanc = positif), comme sur la figure précédente. L'aimantation crustale est associée aux anciennes régions élevées du sud. Les régions volcaniques telles que Tharsis, et les régions qui entourent les bassins d'impact Hellas et Argyre ne sont pas magnétisées [Connerney et al., 2001].

L'influence de ces champs sur les structures propres à l'interaction avec le vent solaire est sans doute négligeable [Brain, 2002]. Pourtant, à basse altitude, ces champs affectent la position de la limite supérieure de l'ionosphère. La Figure III.31 montre la probabilité pour que MGS soit au-dessous de la PEB précédemment décrite pour une

altitude constante. Nous pouvons voir que cette probabilité augmente de façon corrélée avec la position des sources magnétiques crustales [Mitchell *et al.*, 2001], ce qui suggère que la contribution en pression magnétique due aux champs d'origine crustale se rajoute à la pression thermique de l'ionosphère et fait monter (surtout dans l'hémisphère sud) l'altitude de la frontière d'équilibre avec la pression magnétique du vent solaire. Cependant, l'influence des champs magnétiques crustaux en général se limite à des altitudes en-dessous de la MPB [Brain, 2002].

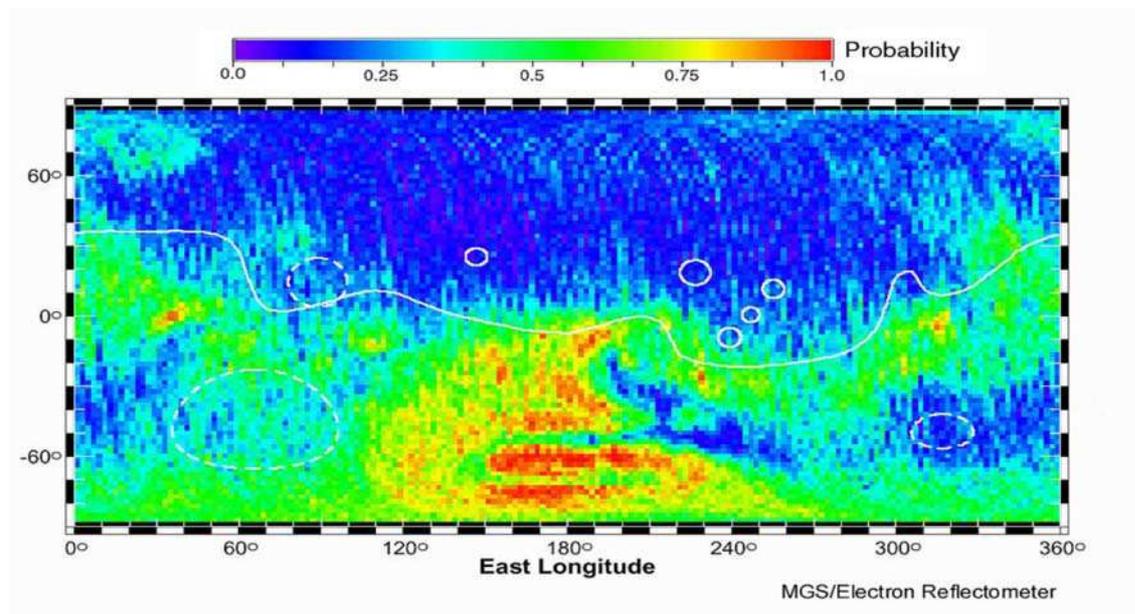


Figure III.31. Probabilité de que MGS soit au-dessous de la PEB pour une altitude constante (400 km) en fonction de la latitude et longitude [Mitchell *et al.*, 2001].

Chapitre IV

Étude des ondes
électromagnétiques basse-
fréquence en amont du choc
martien

Contenu

IV.1 Ondes à la fréquence cyclotron des protons.

IV.1.1 Ondes cohérentes à la fréquence cyclotron des protons.

IV.1.1.1 Observations.

Quantification expérimentale de la période des oscillations.

Analyse des propriétés par la méthode de minimum de variance.

Comparaison avec les données ER.

Analyse par ondelettes.

Etude de la connexion au choc.

Autres observations.

IV.1.1.2 Discussion.

IV.1.2 Ondes raidies ou "Steepened waves".

IV.2 Conséquences sur l'échappement atmosphérique.

IV.1 Ondes à la fréquence cyclotron des protons

Au cours de ce chapitre, nous analyserons les propriétés des ondes à la fréquence de giration des protons détectées en amont du choc martien. En particulier, nous nous consacrerons à l'étude de ces ondes qui se caractérisent par une grande cohérence. Nous allons étudier leurs propriétés pour ensuite discuter des mécanismes possibles de génération.

De façon complémentaire nous examinerons les propriétés des ondes magnétosonores raidies ainsi que des trains d'ondes du type sifflement associés aux premières.

Enfin, nous allons étudier quelles sont les implications des résultats obtenus en vue des paramètres qui caractérisent les modèles actuels de l'exosphère martienne.

IV.1.1 Ondes cohérentes à la fréquence cyclotron des protons

IV.1.1.1 Observations

La géométrie orbitale de MGS pendant une grande partie des phases d'aérofreinage (AB) et la totalité des phases "*Science Phasing Orbits*" (SPO1, SPO2) a permis d'explorer une vaste région en amont de l'onde de choc martienne (Figure IV.1). Pendant la première phase d'aérofreinage (AB1), l'orbite de la sonde a évolué considérablement et inclut des observations aux grands angles solaires zénithaux (SZA) et aux grandes distances aréocentriques. Pendant la phase SPO1, aux valeurs basses et modérées de SZA, les observations en amont du choc ont lieu dans une région plus limitée. La phase SPO2 comprend des observations plus proches du terminateur que pour SPO1 mais elles ne dépassent pas les distances de celles de AB1. Dans la plupart des orbites, l'activité des ondes en amont du choc est évidente sur les données magnétiques lorsqu'on applique les outils les plus simples de l'analyse fréquentielle. La puissance et la fréquence en fonction de la distance et du temps peuvent être étudiées en calculant un spectre dynamique de Fourier sur chacune des composantes du champ magnétique. La Figure IV.2 montre le module du champ magnétique mesuré par MGS pour une résolution temporelle de 0.75 s, le spectre de Fourier dynamique de la composante B_y MSO et l'altitude de MGS pour la partie "outbound" de l'orbite P216

(période SPO1). Avant 10:00 TU, la sonde se rapproche de la planète du côté nuit, elle atteint le périastre à 150 km d'altitude dans l'ionosphère, et puis s'éloigne de la planète du côté jour, en traversant l'onde de choc à 10:16:13, à 1250 km d'altitude, 32° SZA et 11 h LT. La Figure IV.3 montre la trajectoire de MGS pendant la durée de l'intervalle de mesures correspondant à l'orbite P216.

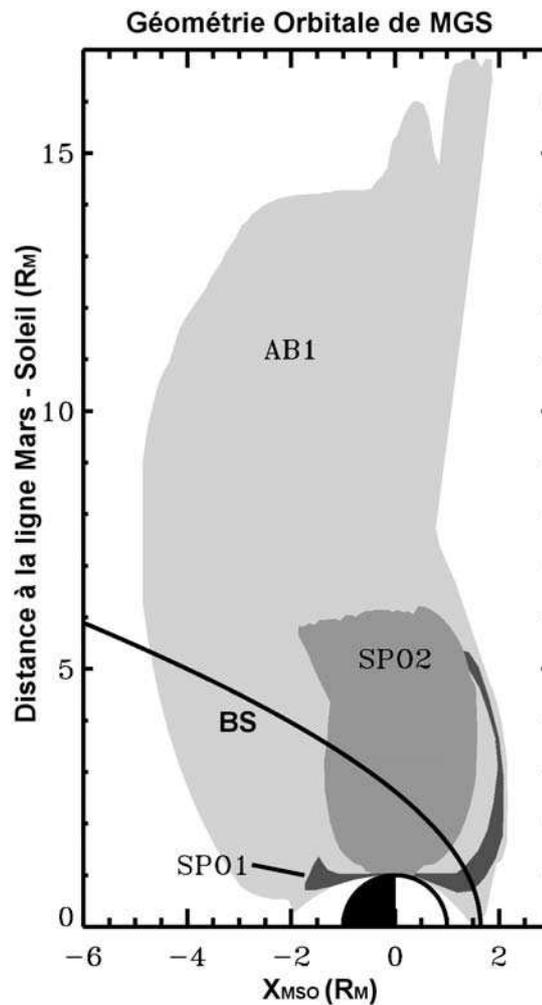


Figure IV.1. Géométrie orbitale de MGS pour trois phases de la mission avant l'étape d'orbites circulaires [d'après *Brain*, 2004, sous presse]. La courbe en noir (BS) représente la position moyenne de l'onde de choc d'après *Vignes et al.* [2000].

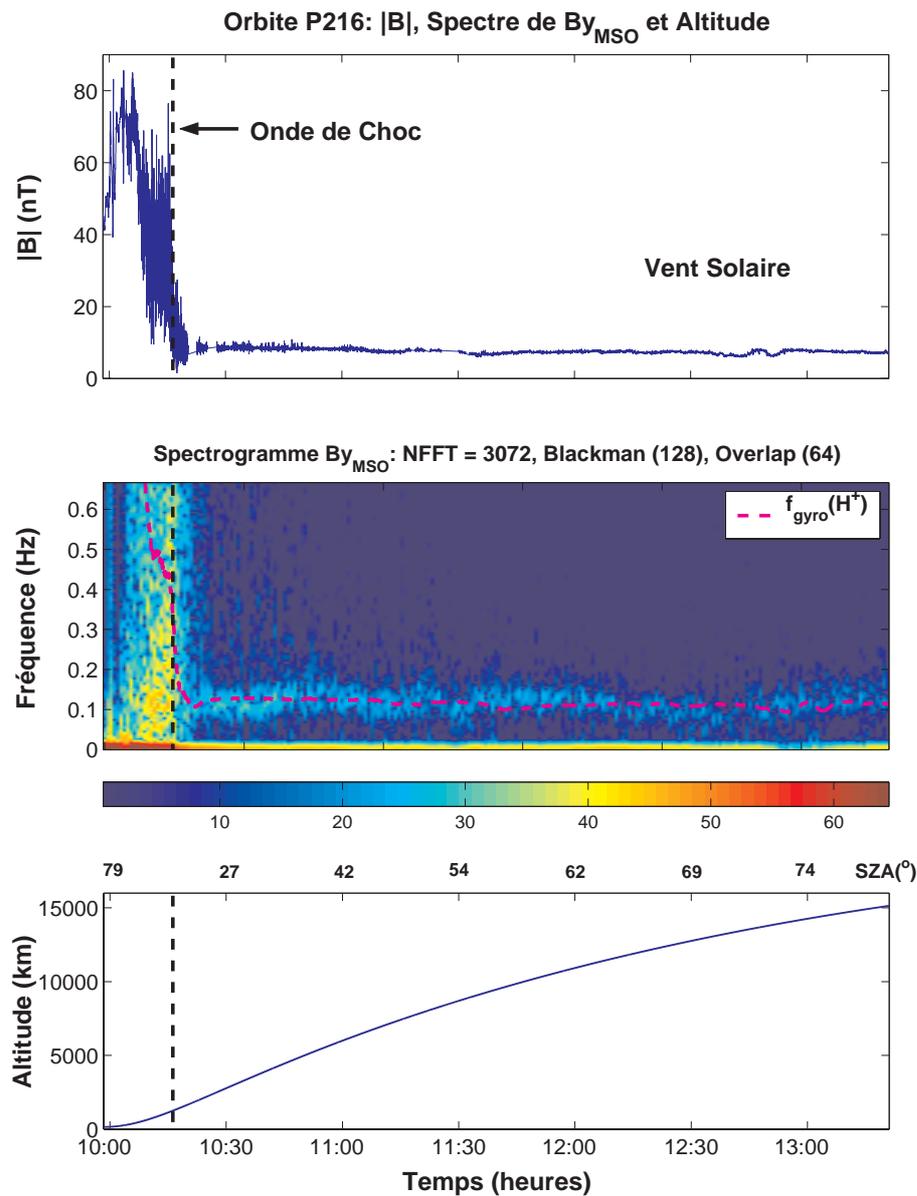


Figure IV.2. Magnitude du champ magnétique, spectre de Fourier dynamique de la composante B_y MSO (NFFT 3072, fenêtre Blackman 128 échantillons = 170,7 s; "Overlap" = 64 échantillons) et altitude de MGS pour la partie "outbound" de l'orbite 216. En amont du choc, des oscillations de basse fréquence (0,11-0,12 Hz) sont mises en évidence sur le spectre de B_y .

En amont de la traversée du choc, la première constatation sur le spectre est la claire présence de fluctuations de basse fréquence (signal autour de 0,11-0,12 Hz) jusqu'à la fin de la série temporelle (qui correspond à la fin des mesures disponibles, à l'extrême droite de la figure). L'amplitude des fluctuations semble diminuer lorsque la sonde s'éloigne de la planète. On peut remarquer aussi que pour cette orbite la

magnitude du champ magnétique en amont du choc reste autour de 8 nT, une valeur qui est élevée par rapport à l'intensité moyenne du champ magnétique interplanétaire au niveau de l'orbite martienne (~ 3.5 nT). Pour une telle valeur de la magnitude du champ, la fréquence cyclotron ou "gyrofréquence" des protons est de ~ 0.122 Hz, valeur coïncidant avec la fréquence des fluctuations observées.

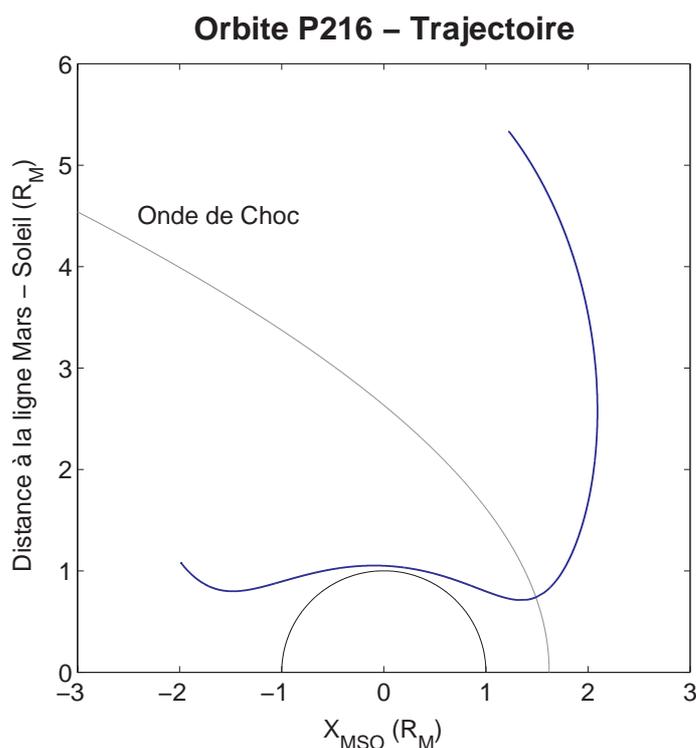


Figure IV.3. Trajectoire de MGS pour l'orbite P216 dans le repère MSO. La sonde se rapproche de la planète du côté nuit et s'éloigne du côté jour. En gris, la position moyenne de l'onde de choc.

La Figure IV.4 montre les données MAG/ER (à une résolution de 0.75 sec pour le champ magnétique, 2s pour les électrons) pour l'intervalle 10:41:30 – 10:54:20 TU (entre ~ 4100 et ~ 5400 km d'altitude). Les quatre panneaux du haut montrent les composantes MSO et la magnitude du champ magnétique, tandis que le dernier panneau montre le flux d'électrons pour des énergies entre 120 et 850 eV. Les ondes, qui sont très évidentes, peuvent être observées sur toutes les composantes du champ magnétique, le module et aussi sur tous les flux d'électrons. Il s'agit d'oscillations quasi-sinusoïdales très cohérentes d'une grande amplitude (~ 6 nT pic à pic sur B_z et B_y). En plus de ces oscillations, nous apercevons des pulsations qui forment des "paquets" plus ou moins réguliers contenant quelques périodes des ondes précédemment indiquées. Ces paquets

à une plus grande échelle temporelle ne présentent toutefois pas la cohérence des ondes mentionnées précédemment, mais ils sont aussi présents depuis le choc jusqu'à la fin des mesures à plus de $5 R_M$ de distance aréocentrique sur toutes les composantes du champ magnétique, ainsi que sur les flux d'électrons.

Un zoom sur les données magnétiques (Figure IV.5) montre que la période moyenne des oscillations dans le repère de la sonde est de $\sim 8.0 \pm 1.0$ s pour cet intervalle, très similaire à la période de giration locale des protons (pour cet intervalle: $T_{gy}(H^+) = 8.2$ s). D'autre part, la signature à plus basse fréquence (paquets indiqués en rouge) ont une échelle temporelle apparente T de l'ordre de ~ 1 min, ce qui équivaut à $\sim 7 T_{gy}(H^+)$.

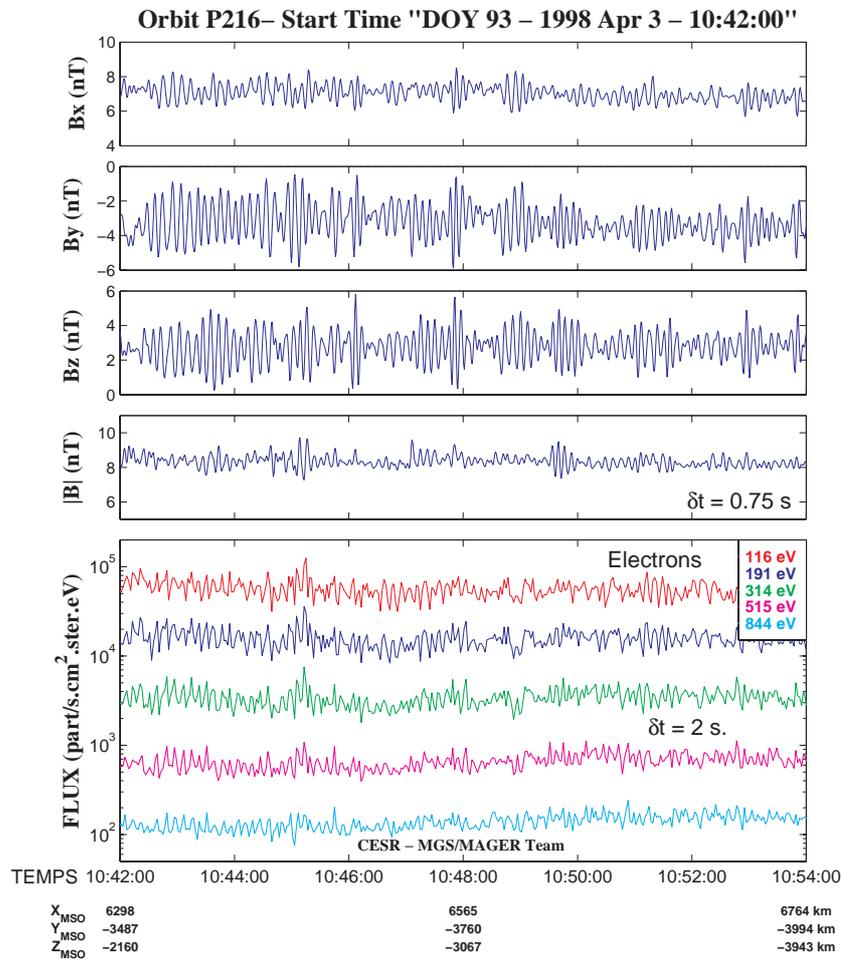


Figure IV.4. Champ magnétique et flux d'électrons suprathermiques mesurés par MGS dans l'intervalle 10:41:30 – 10:54:20 TU au cours de l'orbite 216.

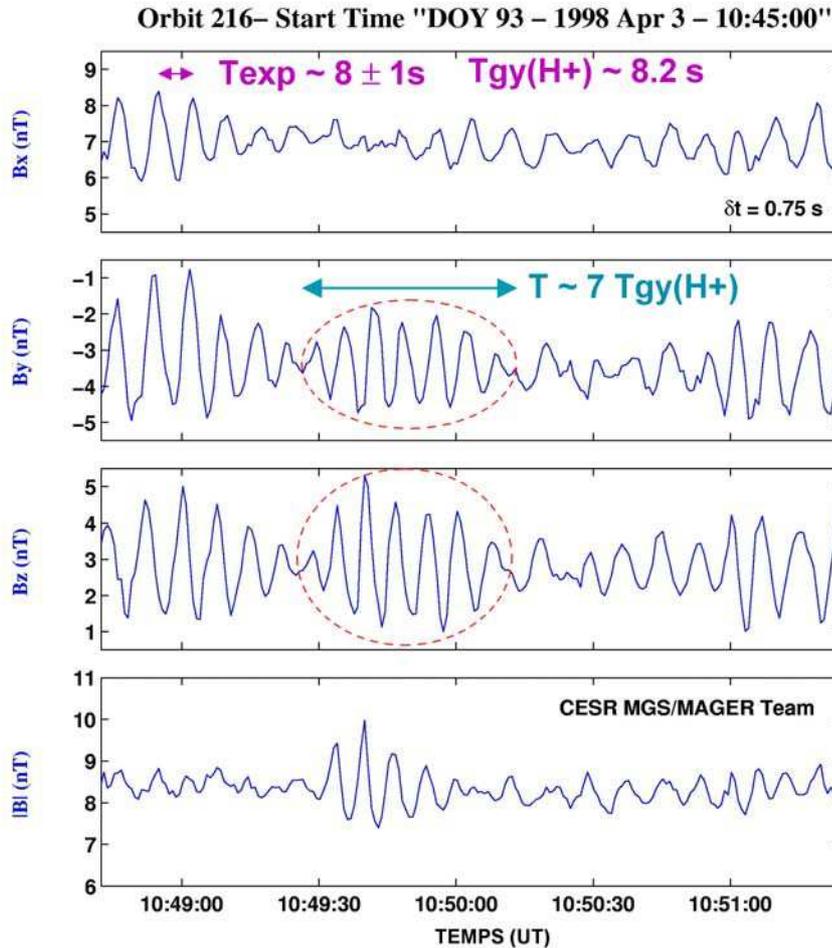


Figure IV.5. Agrandissement (détail) de la Figure IV.4 entre 10:48:15 et 10:51:25 TU. T_{exp} est la période moyenne des oscillations calculée expérimentalement et $T_{\text{gy}}(\text{H}^+)$ est la période locale de giration des protons. Des paquets à plus basse fréquence (échelle temporelle T de l'ordre de la minute) sont entourés en rouge.

Pour investiguer l'éventuelle présence d'oscillations à une fréquence plus haute que la fréquence cyclotron, nous avons analysé les données magnétiques à la plus haute résolution (31 ms). Même si les données magnétiques à haute résolution ne contiennent pas les corrections décrites dans la section II.2.4., la contribution des champs parasites n'affecte pas l'échelle temporelle des variations du champ ambiant.

Par exemple, si l'on observe les données à haute résolution montrées sur la Figure IV.6 pour l'intervalle 10:42:30 – 10:46:20 TU, il est difficile de distinguer une fréquence plus haute que la fréquence cyclotron. Or, une analyse spectrale dynamique

permet de confirmer que, au moins dans le domaine spectral défini par la fréquence de Nyquist (ici $f_{Ny} = 16$ Hz), il n'y a pas d'oscillation régulière au-dessus de la fréquence cyclotron des protons, ce qui rejette aussi la présence des effets du type *aliasing* lié à la fréquence d'échantillonnage. La Figure IV.7 montre comme exemple le spectrogramme de la composante $B_{y_{MSO}}$ en amont du choc au-dessous de 4 Hz. Nous pouvons constater qu'il n'y a pas de fréquence récurrente au-dessus de la fréquence cyclotron (autour de 0.12 Hz). Cette constatation est aussi applicable pour les fréquences entre 4 et 16 Hz. En conséquence, dans les études de cette orbite qui suivent nous considérerons comme "bruit" tout ce qui est au-dessus de la fréquence cyclotron des protons et cela nous permettra d'appliquer des filtres passe bas qui suppriment les plus hautes fréquences. Ces conclusions sont valables dans le domaine fréquentiel défini par la résolution temporelle des données MGS MAG. Il est clair qu'il peut y avoir des ondes à beaucoup plus haute fréquence telles que celles observées par l'instrument PWS à bord de la sonde Phobos2 [Trotignon *et al.*, 1991a, 1991c, 1993].

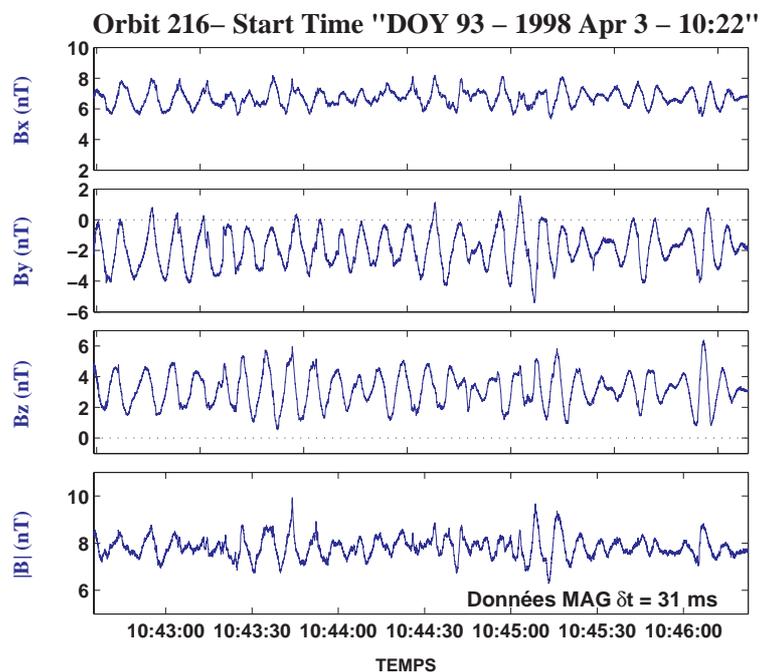


Figure IV.6. Champ magnétique à haute résolution (31 ms) et flux d'électrons suprathermiques mesurés par MGS dans l'intervalle 10:42:30 – 10:46:20 TU.

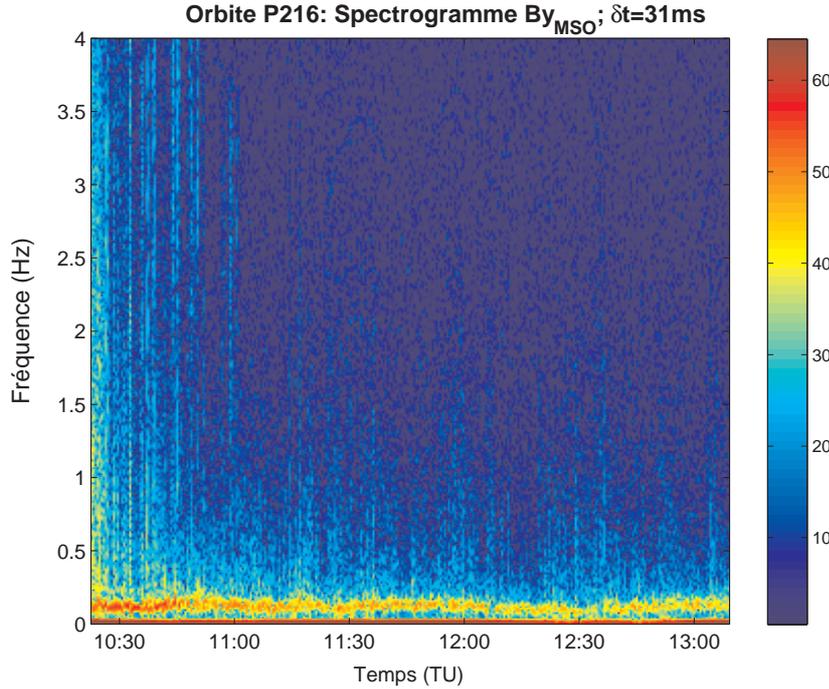


Figure IV.7. Spectre de Fourier dynamique des données magnétiques haute résolution ($\delta t = 31$ ms) pour la composante $B_{y_{MSO}}$ en amont de l'onde du choc pour l'orbite P216. La fréquence cyclotron se trouve autour de 0.12 Hz.

Quantification expérimentale de la période des oscillations cohérentes

Afin de vérifier que la fréquence observée est bien la fréquence cyclotron des protons, nous avons systématiquement mesuré la durée de toutes les périodes apparentes (intervalles entre extrêmes du même signe) présentes sur la région en amont du choc. Nous avons considéré des intervalles à $n > 3$ périodes apparentes "crête à crête" d'oscillation et nous avons divisé la durée par n . Enfin, nous avons comparé la valeur obtenue avec la gyropériode locale des protons T_{gy} calculée à partir de l'expression:

$$T_{gy}(H^+) = \frac{m_p}{e B_0} \quad (IV.1)$$

où B_0 est la magnitude du champ magnétique moyen sur un intervalle de 10 minutes. La Figure IV.8 montre un extrait de cette étude (intervalle 10:30 – 10:40 TU). Nous pouvons constater que la valeur théorique de $T_{gy}(H^+) = 8.0$ s est très proche de la valeur moyenne de $\langle T_{exp} \rangle = 8.7 \pm 0.8$ s pour l'intervalle.

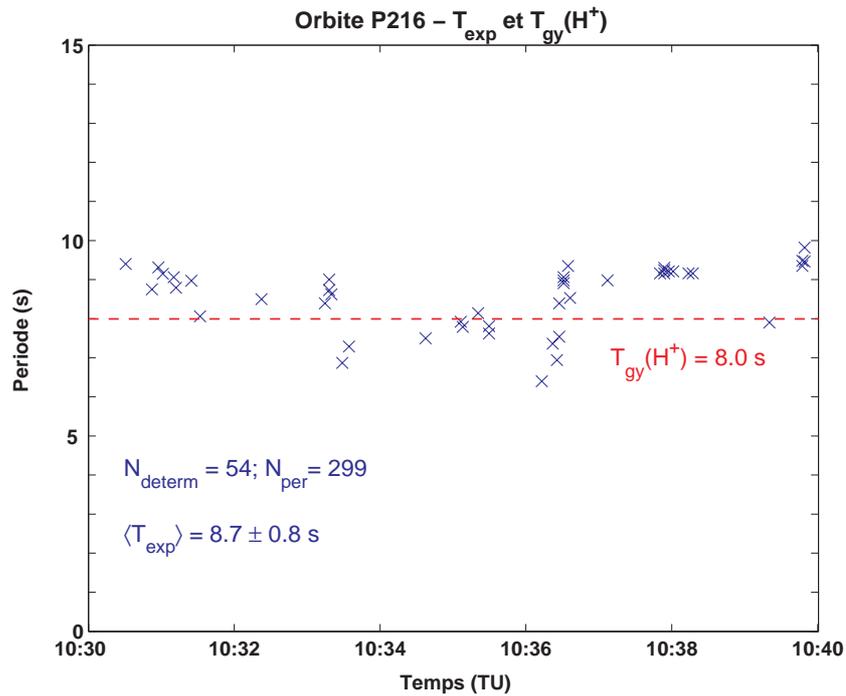


Figure IV.8. Comparaison entre $T_{\text{gy}}(\text{H}^+)$ et $\langle T_{\text{moy}} \rangle$ dans l'intervalle 10:30 - 10:40 TU.

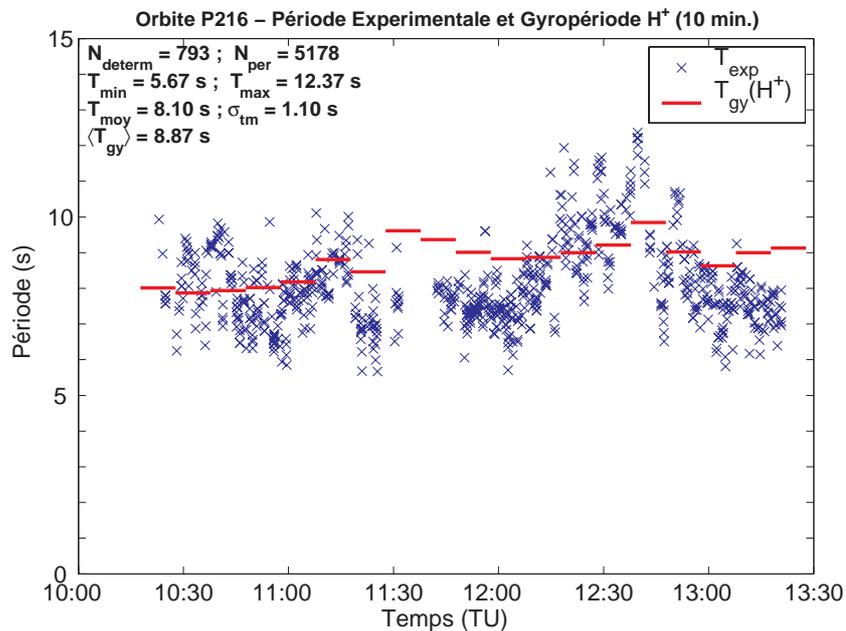


Figure IV.9. Comparaison entre $T_{\text{gy}}(\text{H}^+)$ et T_{moy} pour l'orbite P216.

La Figure IV.9 montre la comparaison entre 793 valeurs de périodes expérimentales (croix) déterminées à partir de 5178 intervalles crête à crête et les valeurs $T_{\text{gy}}(\text{H}^+)$ (traits rouges) calculées sur des intervalles de 10 minutes. La moyenne

des valeurs des périodes expérimentales $T_{\text{moy}} = 8.10 \pm 1.10$ s (calculée sur ~ 3 heures) est tout à fait compatible avec la valeur moyenne de $T_{\text{gy}}(H^+)$: 8.78 ± 0.56 s, et donc la fréquence expérimentale est bien la gyrofréquence des protons.

Analyse des propriétés par la méthode de minimum de variance (MVA).

A fin d'identifier les caractéristiques géométriques (polarisation, propagation par rapport au champ magnétique ambiant) des ondes décrites dans les sections précédentes, nous avons appliqué l'analyse de minimum de variance (MVA), décrite dans la section II.2.1.2, sur l'intervalle 10:37:37 – 10:38:29 TU (Figure IV.10).

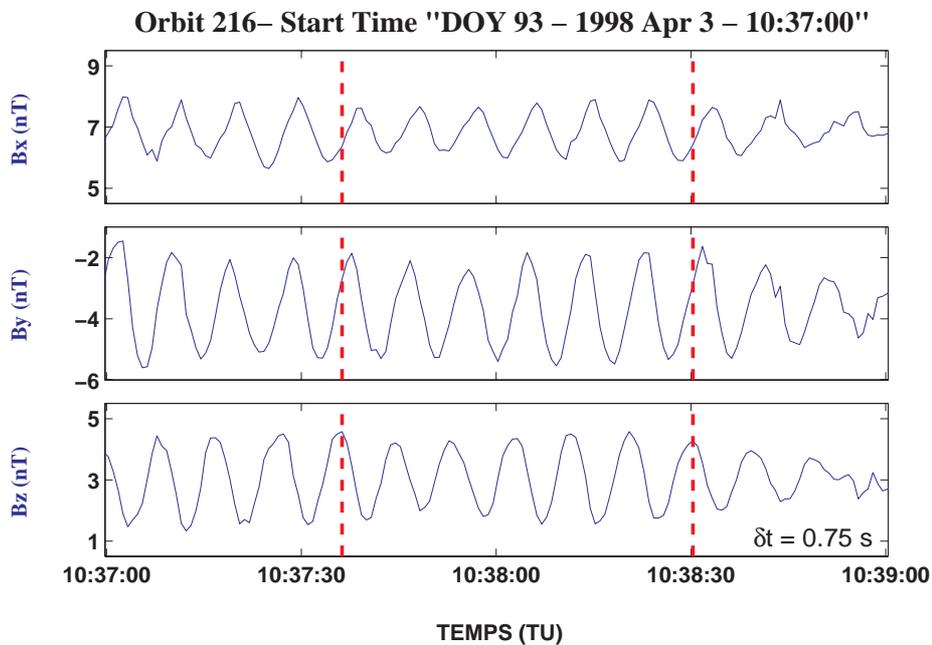


Figure IV.10. Champ magnétique mesuré par MGS dans l'intervalle 10:37:37 – 10:38:29 TU pour l'orbite P216. Deux lignes pointillées signalent l'intervalle où l'analyse MVA a été appliquée.

Dans l'intervalle analysé, la période moyenne des oscillations est de 7.84 s. Le rapport des valeurs propres intermédiaire et minimale pour l'intervalle est $\lambda_2/\lambda_3 = 83.6$, ce qui montre que l'onde est plane, avec une direction de propagation représentée par le vecteur \mathbf{k} bien définie (la méthode ne peut pas cependant nous fournir le sens de la propagation). D'autre part, le rapport entre les valeurs propres maximale et minimale est $\lambda_1/\lambda_2 = 1.36$ ce qui montre que la polarisation de l'onde est quasi circulaire. La Figure IV.11 contient trois panneaux montrant les composantes du champ magnétique dans la

base des vecteurs propres (en haut), et deux hodogrammes qui montrent le parcours de \mathbf{B} sur les plans de minimum de variance/variance intermédiaire (B2, B3, en bas à gauche), et maximum de variance / variance intermédiaire (B1, B2, à droite). Les deux hodogrammes montrent clairement une onde plane avec une polarisation à gauche dans le repère de la sonde (les symboles "o" et "*" sur les panneaux indiquent respectivement le début et la fin de l'intervalle considéré dans hodogramme).

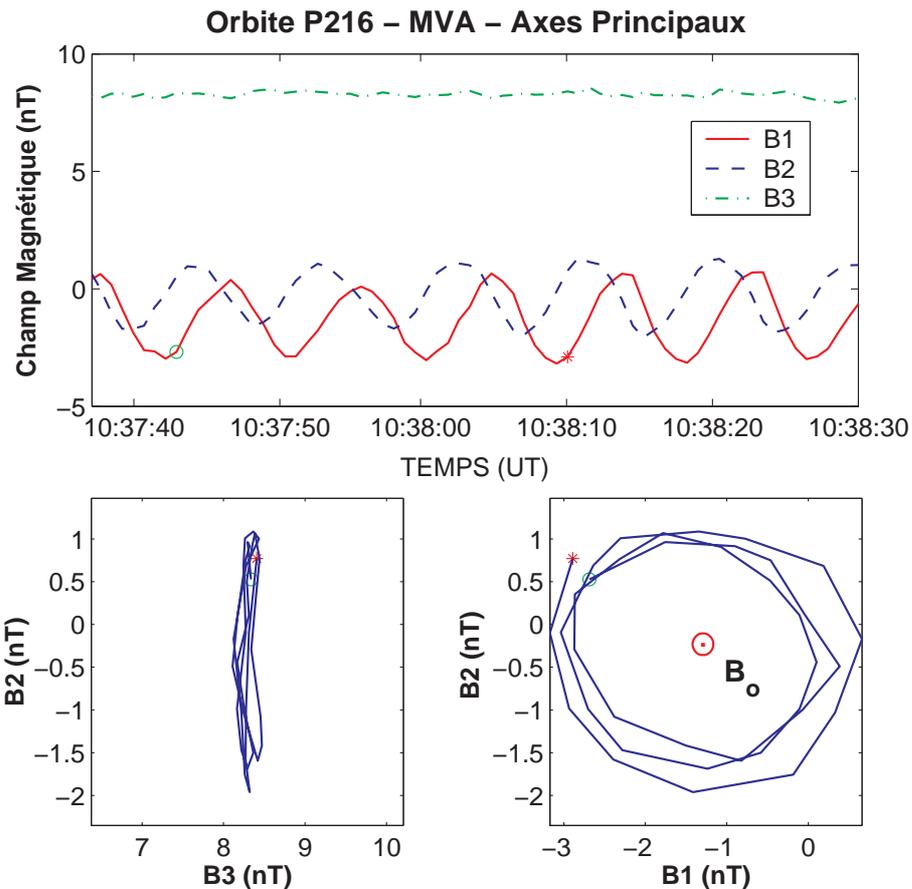


Figure IV.11. Champ magnétique le long des directions de variance maximale (B1), intermédiaire (B2), et minimale (B3) (en haut à gauche), et hodogrammes montrant \mathbf{B} dans deux plans principaux de variance pour l'intervalle entre les symboles "o" et "*".

La valeur de l'angle entre la direction de propagation et $\pm \mathbf{B}_0$ ($\theta_{KB} = 9.0^\circ \pm 0.7^\circ$) montre que la propagation n'est pas parallèle mais légèrement oblique. Les composantes du champ magnétique, l'une parallèle (composante dite compressionnelle) et les autres perpendiculaires à la direction \mathbf{B}_0 (Figure IV.12), montrent que l'oscillation a lieu plutôt sur le plan perpendiculaire où elle a une amplitude pic à pic autour de 3.73 nT (très grande en comparaison de celles rapportées dans des études précédentes), contre 0.83

nT le long de \mathbf{B}_0 , ce qui confirme que l'onde est essentiellement transverse ($\delta\mathbf{B} \approx \delta\mathbf{B}_\perp$). D'autre part, la présence d'une composante parallèle non nulle est compatible avec la propagation oblique évoquée précédemment. Les composantes du champ magnétique le long des directions transverse $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0$ (composante alfvénique) et $\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0)$ (composante magnétosonore) montrent des amplitudes similaires (Figure IV.13), compatibles avec la polarisation quasi-circulaire et la faible obliquité de la propagation.

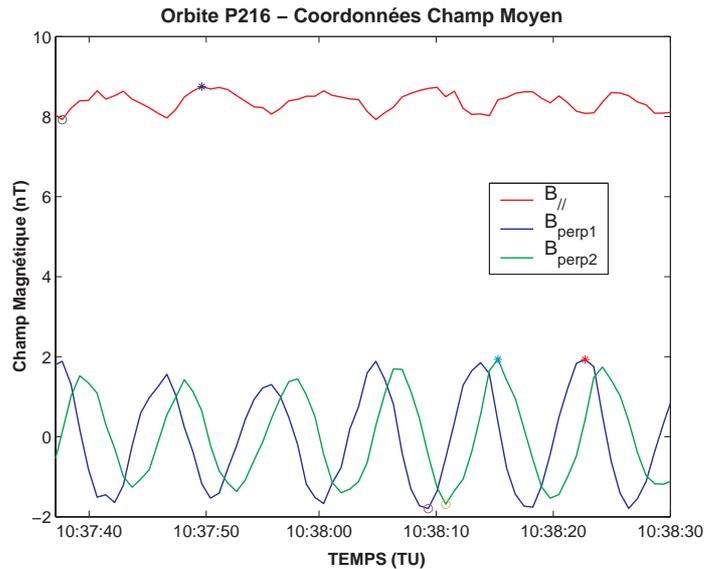


Figure IV.12. Champ magnétique le long de \mathbf{B}_0 ($B_{//}$) et dans le plan perpendiculaire (B_{perp1} et B_{perp2}).

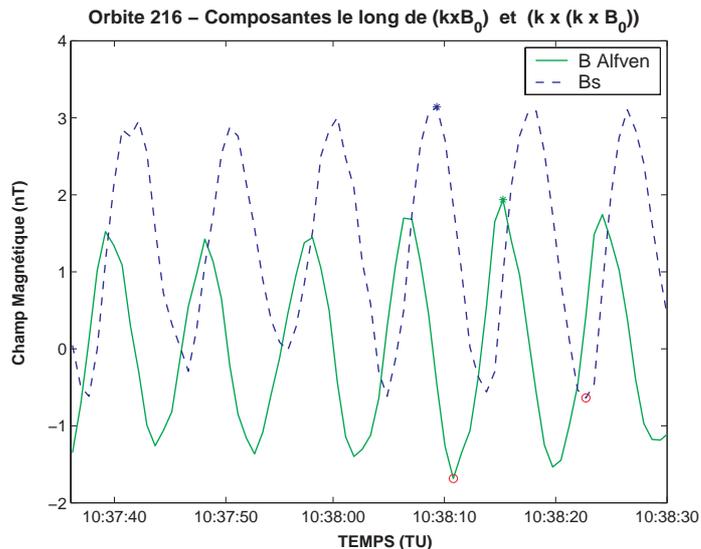


Figure IV.13. Champ magnétique le long de $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0$, et $\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0)$ (B_A et B_S , respectivement), l'intervalle 10:37:37 – 10:38:29 TU correspondant à l'orbite P216.

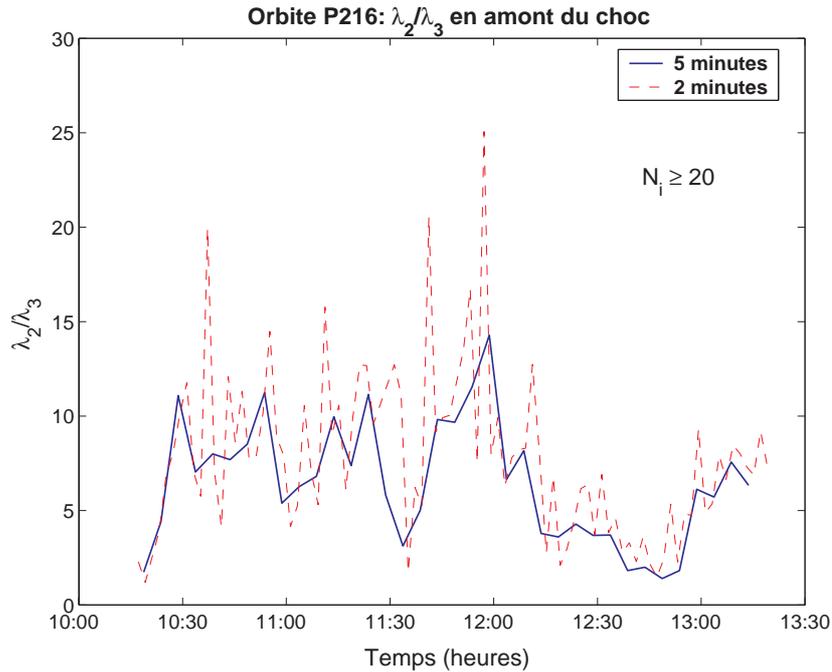


Figure IV.14. Rapport entre la variance intermédiaire et la variance minimale (λ_2/λ_3) pour des intervalles de 2 et 5 minutes depuis la traversée du choc (10:16:13 TU).

Après des analyses sur des intervalles définis, nous avons fait une étude sur l'ensemble des données en amont du choc afin d'observer l'évolution des paramètres géométriques sur une plus grande échelle. Les Figures IV.14 à IV.17 montrent les résultats de l'application de l'analyse MVA sur des intervalles de 2 et 5 minutes en couvrant la période 10:16:13 – 13:21:09 TU. En considérant une résolution temporelle de 0.75 secondes, dans un intervalle de 2 et de 5 minutes on devrait avoir respectivement 160 et 400 échantillons. A cause de la présence des trous de données, nous avons omis les résultats provenant des intervalles de moins de 20 échantillons, pour assurer la validité statistique des résultats. La Figure IV.14 montre le rapport λ_2/λ_3 en fonction du temps. Avant 12:00 TU les valeurs se trouvent autour de 10 pour les intervalles de 2 minutes et autour de 8 pour les intervalles de 5 minutes avec une grande dispersion par rapport aux valeurs subséquentes. A partir de 12:00 TU les valeurs de λ_2/λ_3 pour les deux types d'intervalle descendent jusqu'à ~ 2 vers 12:45 TU et augmentent à nouveau pour aboutir à 8 vers la fin des mesures. Les résultats montrent que les propriétés se maintiennent tout au long de la trajectoire de MGS en amont du choc (~ 3 heures de données) jusqu'à la fin des mesures (à $5.5 R_M$ de distance

aréocentrique), en mettant en évidence le caractère extrêmement stable de ces ondes, une caractéristique rarement observée autour d'autres objets du système solaire.

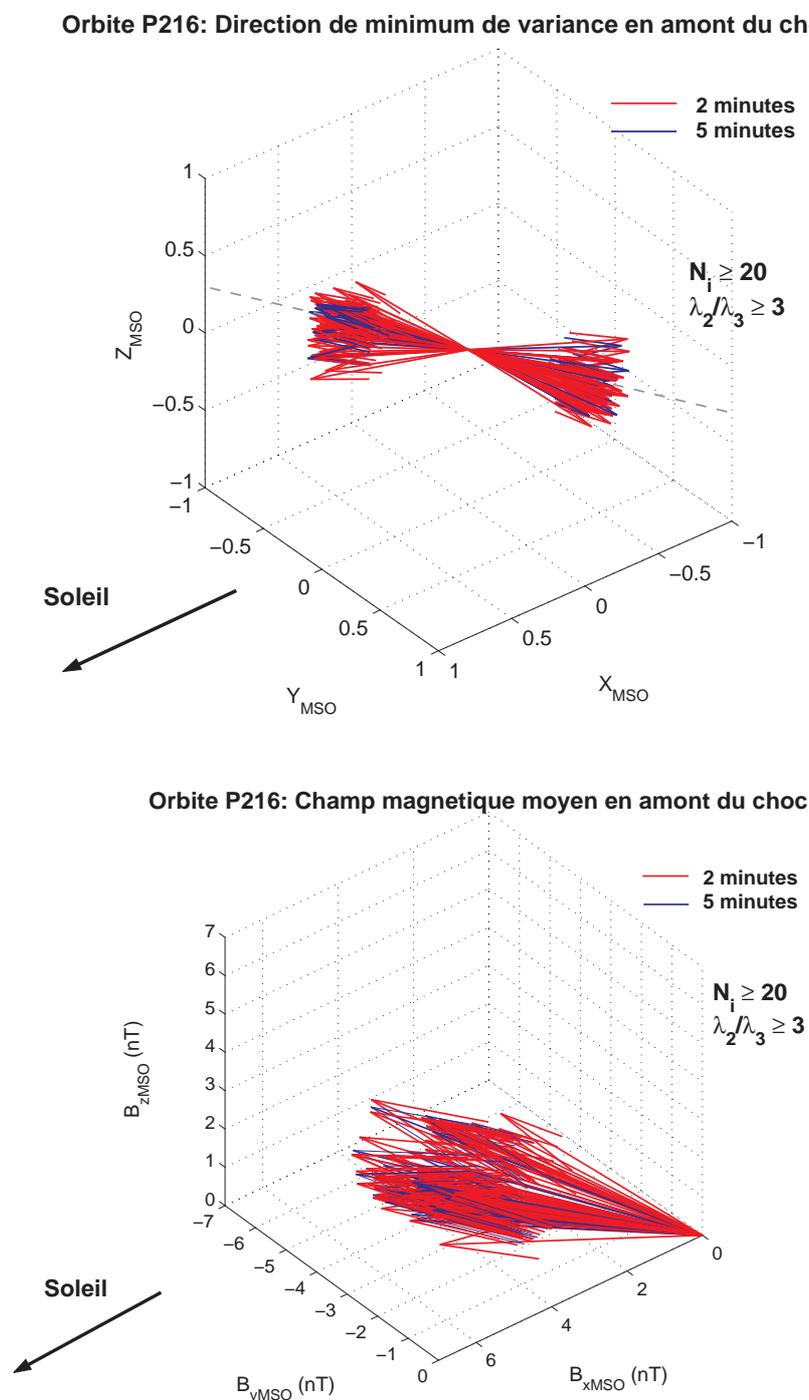


Figure IV.15. a) Direction de minimum de variance toutes les 2 et 5 minutes pour chacun des intervalles de plus de 20 échantillons et pour des rapports $(\lambda_2/\lambda_3) \geq 3$. En pointillé, la direction moyenne. b) Direction du champ magnétique moyen calculé toutes les 2 et 5 minutes pour les intervalles de plus de 20 points et $(\lambda_2/\lambda_3) \geq 3$.

La Figure IV.15a montre la direction de minimum de variance pour chacun des intervalles de plus de 20 échantillons en éliminant les analyses où $\lambda_2/\lambda_3 < 3$. Nous pouvons constater que les vecteurs s'alignent autour d'une direction bien définie: (0.8318, -0.3333, 0.4132) pour l'intervalle de 5 minutes, (0.8261, -0.3182, 0.4219) pour les intervalles de 2 minutes. La dispersion en direction est de $\pm 11.4^\circ$ et $\pm 12.4^\circ$ respectivement. D'autre part, le champ magnétique moyen calculé toutes les 2 et 5 minutes est aussi très stable (Figure IV.15b). La valeur moyenne de \mathbf{B} calculée à partir des valeurs obtenues sur les intervalles de 2 minutes est (6.02, -2.89, 3.06) nT, avec une magnitude de 7.34 nT.

L'angle entre la direction de minimum de variance et le champ magnétique moyen θ_{KB} (Figure IV.16) se situe en général au-dessous de 20° pour les intervalles de 2 minutes, et de 15° pour les intervalles de 5 minutes, mais il atteint rarement des valeurs inférieures à 5° . La moyenne se situe autour des $\sim 10^\circ$.

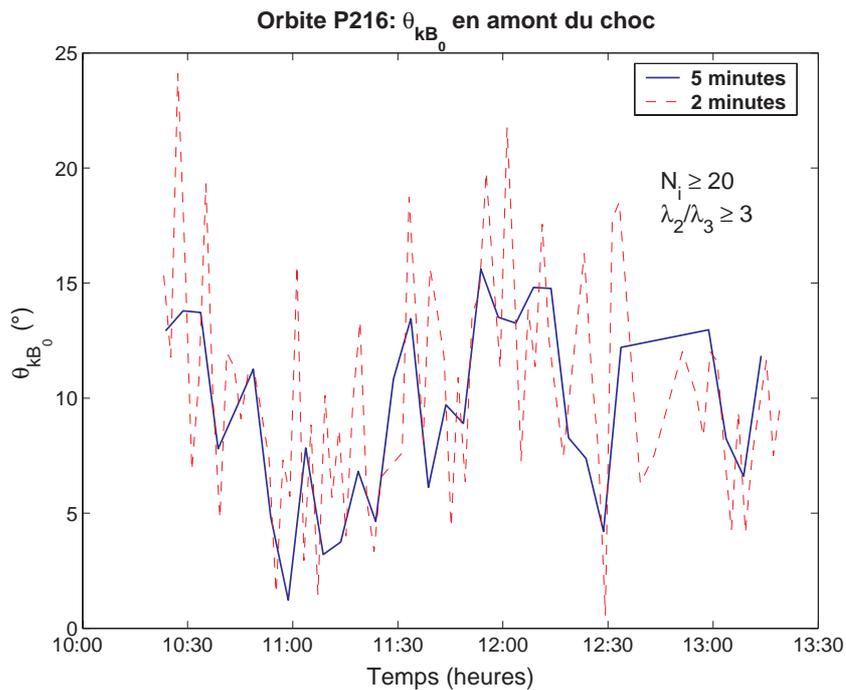


Figure IV.16. Angle entre la direction de minimum de variance et le champ magnétique moyen θ_{KB} pour chacun des intervalles de plus de 20 échantillons et pour des rapports $(\lambda_2/\lambda_3) \geq 3$.

De façon complémentaire, nous avons calculé l'amplitude des fluctuations depuis le choc pour les deux types d'intervalles. La Figure IV.17 montre le module de l'écart $\delta\mathbf{B} = \mathbf{B} - \mathbf{B}_0$, auquel on a extrait la tendance linéaire (ou "detrend" linéaire). On

peut voir clairement que la valeur de $|\delta\mathbf{B}|$ près du choc se trouve autour de ~ 3 nT, ce qui est compatible avec une amplitude pic à pic de plus de ~ 6 nT. Puis, $|\delta\mathbf{B}|$ décroît avec la distance à Mars pour atteindre ~ 1.7 nT vers la fin de l'intervalle des mesures (à $5.5 R_M$ de distance).

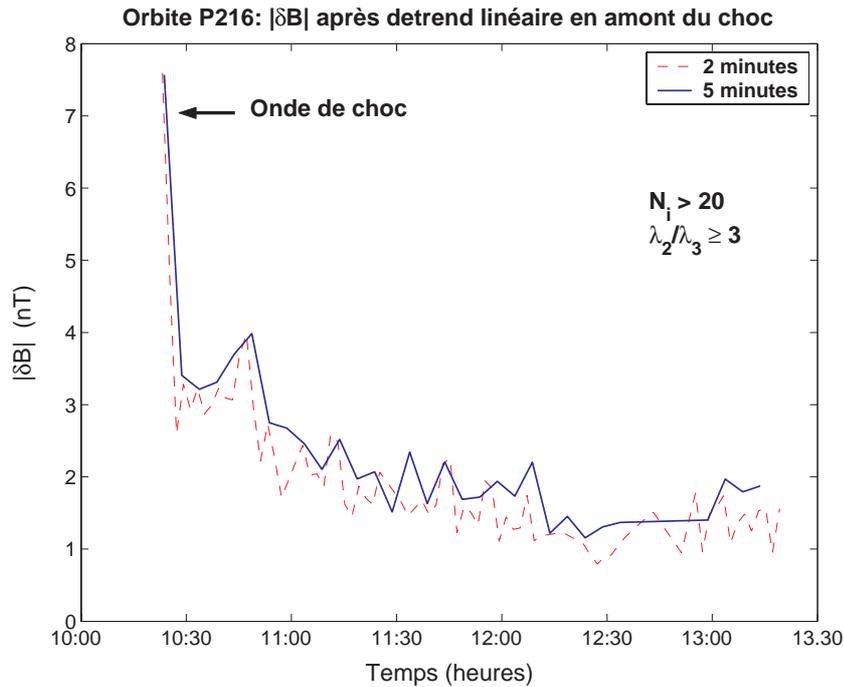


Figure IV.17. $|\delta\mathbf{B}|$ en fonction du temps pour chacun des intervalles de 2 et 5 minutes de données contenant plus de 20 échantillons et pour $\lambda_2/\lambda_3 \geq 3$.

La distribution de points correspondant aux valeurs d'amplitude relative ($|\delta\mathbf{B}|/|\mathbf{B}_0|$) en fonction de l'altitude est bien représentée par une fonction exponentielle si on exclut les points trop proches du choc qui sont affectés par les effets de la microturbulence liée à cette frontière (Figure IV.18). Un ajustement d'une exponentielle décroissante par la méthode des moindres carrés permet d'obtenir une échelle de hauteur caractéristique de $4.17 R_M$.

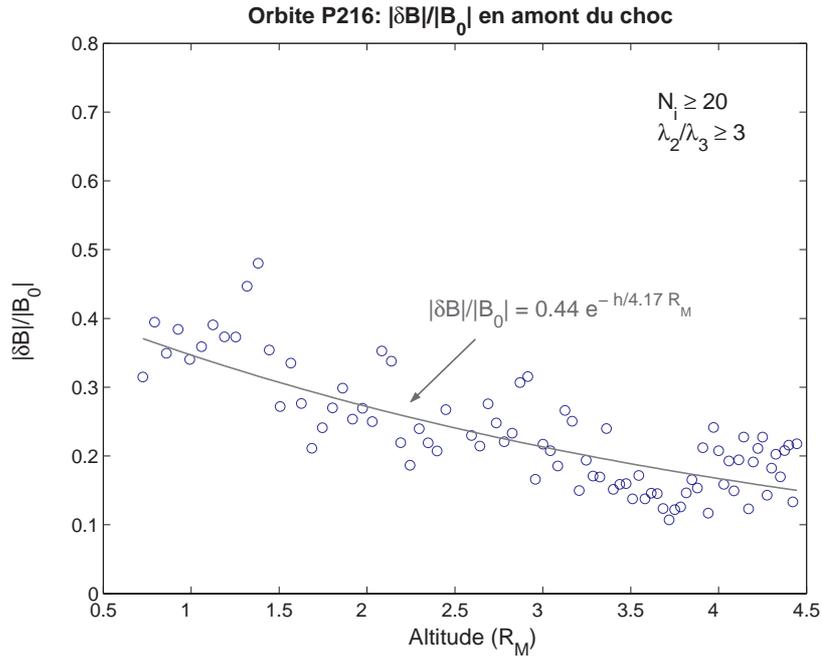


Figure IV.18. $|\delta\mathbf{B}|/|\mathbf{B}_0|$ en fonction de l'altitude pour chacun des intervalles de 2 minutes de données contenant plus de 20 échantillons et pour $\lambda_2/\lambda_3 \geq 3$.

Comparaison avec les données ER

Dans l'étude des oscillations électromagnétiques, l'information concernant le comportement des particules est essentielle comme complément de l'information géométrique afin de pouvoir associer les observations à un mode d'oscillation en particulier. Les données fournies par le spectromètre d'électrons ER permettent d'étudier les variations temporelles de la densité des électrons entre 10 eV et 20 KeV.

Nous avons fait une étude conjointe avec les données magnétiques en appliquant la corrélation croisée entre les flux d'électrons pour différentes énergies et différentes composantes et module du champ magnétique. Vu la gamme de fréquences concernée, nous avons utilisé des flux d'électrons correspondant aux niveaux d'énergie à la plus haute résolution temporelle: il s'agit des canaux à 120, 190, 310, 520, et 840 eV, qui ont une résolution de 2s. La Figure IV.19 montre le résultat de la corrélation croisée entre la composante parallèle de \mathbf{B} et le flux d'électrons correspondant à 190 eV. Le profil de la fonction de corrélation croisée et le coefficient de corrélation de ~ 0.6 en valeur absolue pour un décalage de temps négligeable (~ 0.6 s, c'est à dire de l'ordre de la résolution des données magnétiques utilisées) montrent que les ondes observées sur les flux d'électrons

présentent également une cohérence significative. Ce résultat est similaire à ceux des autres énergies.

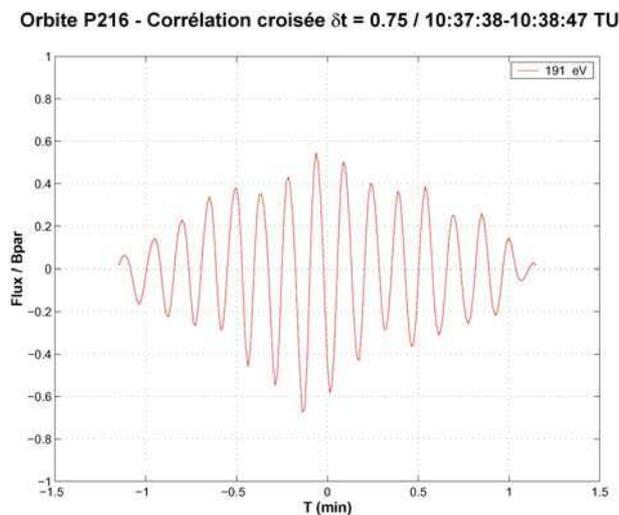


Figure IV.19. Corrélation croisée entre $|\mathbf{B}|$ et le flux d'électrons correspondant à 190 eV entre 10:37:38 et 10:38:47 TU pour l'orbite P216.

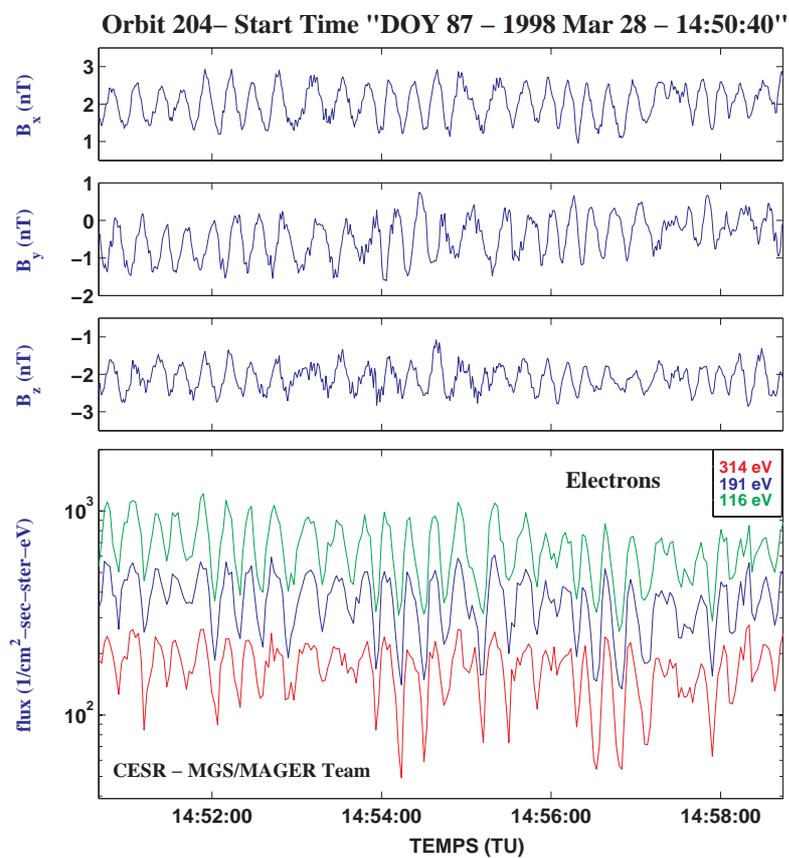


Figure IV.20. Données MAG/ER pour l'orbite P204.

La Figure IV.20 montre un autre exemple d'ondes cohérentes à Ω_p en amont du choc pour l'orbite P204. Encore une fois, les oscillations à Ω_p sont très cohérentes et les enveloppes à plus basse fréquence sont également présentes. Tous les flux d'électrons (sur la Figure IV.20 nous montrons seulement les flux correspondants à 314, 191, et 116 eV) accompagnent les oscillations sur \mathbf{B} non seulement à Ω_p mais aussi au niveau des "enveloppes" à plus basse fréquence.

Orbite P204 - Corrélation croisée $\delta t = 0.75$ / 14:50:45-14:53:22 TU

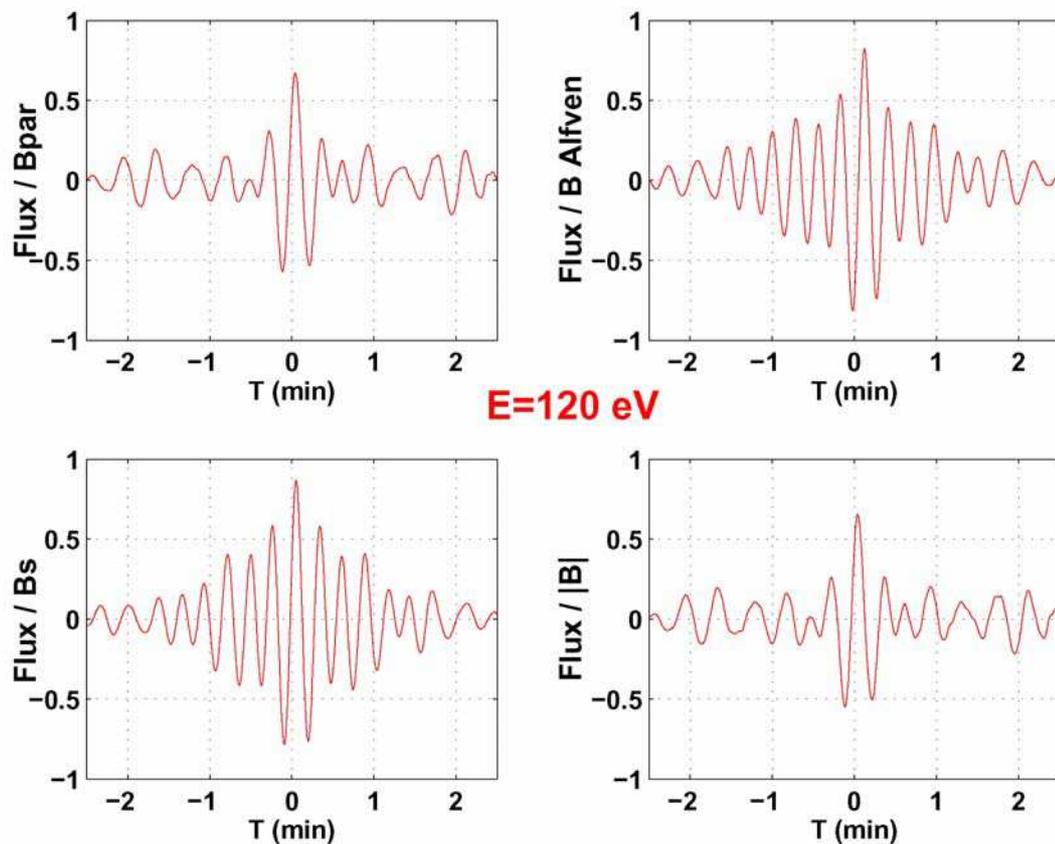


Figure IV.21. Corrélation croisée entre le flux d'électrons correspondant à 120 eV pour l'intervalle 14:50:45-14:53:22 TU dans l'orbite P204.

Nous avons appliqué l'analyse MVA dans l'intervalle 14:50:45-14:53:22 TU afin d'étudier la corrélation croisée entre les flux d'électrons et la composante du champ magnétique le long de \mathbf{B}_0 (B_{par}), le long de la direction $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0$ (composante alfvénique ou $B_{\text{alfvén}}$) et $\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0)$ (composante magnétosonore ou B_s), ainsi que la magnitude du champ. La Figure IV.21 montre les résultats pour un flux à 120 eV. Les résultats sont

encore plus nets que dans l'étude précédente. On aperçoit une très bonne corrélation avec la composante B_s (0.9), la composante compressionnelle B_{par} (0.7), et une anti-corrélation très claire avec B_{alfven} (-0.8). Ces valeurs sont similaires à celles obtenues pour les autres niveaux d'énergie, dans les limitations imposées par la résolution temporelle des données ER. Ceci suggère que cette signature pourrait se voir également sur la densité totale n_e , et via le principe de quasi neutralité, sur la densité des ions n_i . Cela implique que les ondes modifient la distribution locale des vitesses des particules.

Finalement, nous avons utilisé le programme de simulation de l'influence des champs parasites sur les paramètres calculés à partir de MVA en utilisant les valeurs de champ magnétique ambiant pour l'orbite P216 et en prenant des valeurs réalistes pour les champs magnétiques dynamiques (négligeables dans ce cas par rapport au champ de 8 nT). Comme résultat de la simulation, on trouve une erreur du 10% sur la détermination de la période cyclotron et une erreur de 10° sur l'angle θ_{KB} , valeurs tout à fait acceptables. Cependant, pour d'autres orbites, ces erreurs deviennent plus importantes lorsque le module du champ magnétique ambiant décroît.

Analyse par ondelettes.

Nous avons vu que l'inconvénient majeur de l'analyse de Fourier des événements aux différentes échelles temporelles est le fait que toutes les fréquences (courtes et longues) du spectre soient analysées avec la même résolution absolue dans le domaine temporel et fréquentiel. Dans la section II.2.2 nous avons vu que l'analyse par ondelettes permet de traiter des signaux à différentes échelles temporelles et fréquentielles.

Cependant, avant d'analyser un signal quelconque, il faut choisir l'ondelette qui s'adapte le mieux aux caractéristiques du signal. Dans ce cas, l'objectif principal de l'utilisation des ondelettes était celui d'étudier la régularité dans la signature détectée à plus basse fréquence. Nous avons ainsi choisi une ondelette de type "Chapeau Mexicain", qui fournit un excellent positionnement en temps et permet donc de voir la taille apparente des paquets.

Nous avons appliqué cette ondelette à l'ensemble des données magnétiques de l'orbite P216. Comme exemple de résultat, la Figure IV.22 montre la composante B_y MSO en amont du choc pour l'orbite P216 et, en échelle de couleurs, le module des coefficients $C_{a,b}$ (voir paragraphe II.2.2 et équation II.15) de la transformée en

ondelettes de la dite composante en fonction du temps et de l'échelle spatiale, liée à la fréquence. Les limites inférieure et supérieure en échelle sont respectivement: 0.01 et 36 ce qui équivaut à 33 et 0.0093 Hz respectivement.

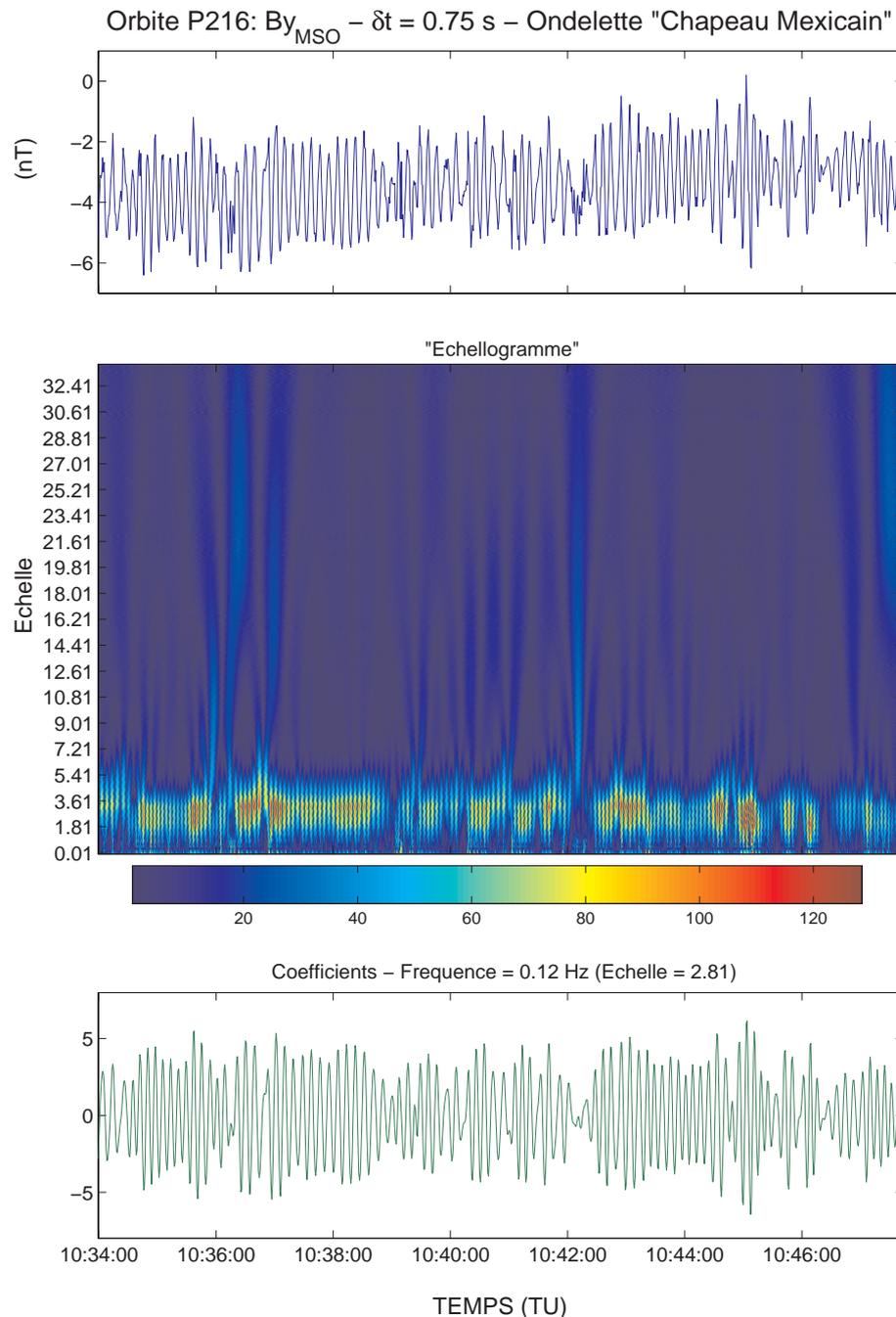


Figure IV.22. Spectrogramme en ondelettes (échellogramme) de B_y montrant la puissance du signal entre 33 Hz et 0.0093 Hz (échelles entre 0.01 et 34, respectivement), pour l'intervalle 10:34:00 – 10:47:45 TU). Sur le panneau d'en bas, les coefficients correspondant à 0.12 Hz.

L'intervalle montré ne présente pas de trous de données ce qui évite les effets de bord. Sur la partie inférieure du panneau central (petites échelles) la gyrofréquence des protons est évidente autour de 2.81 (0.119 Hz). Les coefficients correspondant à cette fréquence concentrent une grande partie de la puissance du signal (panneau du bas).

Aux plus grandes échelles, il n'y a pas de signal aussi continu et clair. Les grandes lignes verticales, caractéristiques de la transformée en ondelettes, correspondent à des ruptures de cohérence liées aux très grandes échelles.

Par contre, par rapport au spectrogramme dynamique obtenu par la transformée de Fourier (Figure IV.2) la signature sur la puissance autour de Ω_p (au niveau de petites échelles inférieures à ~ 5) n'apparaît pas de manière continue mais présente un caractère de stries verticales qui révèle l'existence de la modulation de l'amplitude de ces ondes le long de la séquence temporelle, ce qui correspond à l'existence des "paquets" d'échelles temporelles plus grandes (de 5 à 10 fois la période cyclotron). Par contre, ceux-ci ne conduisent pas à un signal continu et clair pour une certaine échelle spatiale plus élevée (une fréquence plus basse) contrairement aux oscillations cohérentes à Ω_p , ce qui provient de la largeur variable de ces paquets, et est également visible lorsqu'on inspecte la séquence temporelle. Concernant l'oscillation à Ω_p , le coefficient d'échelle $C_{a,b}$ associé (panneau du bas) révèle clairement la forme de ces paquets.

Etude de la connexion au choc

Afin de vérifier si les ondes observées à Ω_p ne pourraient pas être liées à l'existence du pré-choc ionique, nous avons appliqué une méthode qui consiste à déterminer si la prolongation des lignes de champ traversées par MGS, en supposant des lignes de champ rectilignes, coupent la surface du choc modélisée à partir de l'ajustement des traversées de MGS [Vignes et al., 2000]. Si cette interception est vérifiée, il sera possible d'envisager que les ondes aient pu être générées par des ions du pré-choc. Si ce n'est pas le cas, cette possibilité pourra être raisonnablement exclue.

A partir des valeurs du champ magnétique \mathbf{B}_0 (en général moyenné sur un intervalle de temps contenant plusieurs périodes des ondes) et du vecteur position de la sonde, \mathbf{r} , cette méthode permet de démontrer cette connexion, en fonction de la valeur des paramètres introduits dans la Figure IV.23:

- D : distance au point de connexion au choc (C) le plus proche du satellite s'il existe (en rayon martien: $R_M = 3390$ km).
- θ_{Bn} : angle entre la normale au choc en C et la direction prolongée linéairement du champ magnétique local à la sonde (en degrés).
- θ_{Vn} : angle entre la normale au choc en C et la direction du vecteur vitesse du vent solaire (ici représentée par l'axe X'_{MSO}).
- D_X : distance de la sonde à la frontière externe du pré-choc (ligne de champ tangente) le long de l'axe X'_{MSO} (en R_M)
- D_F : distance perpendiculaire de la sonde à la frontière externe du pré-choc ("profondeur de connexion" en R_M).

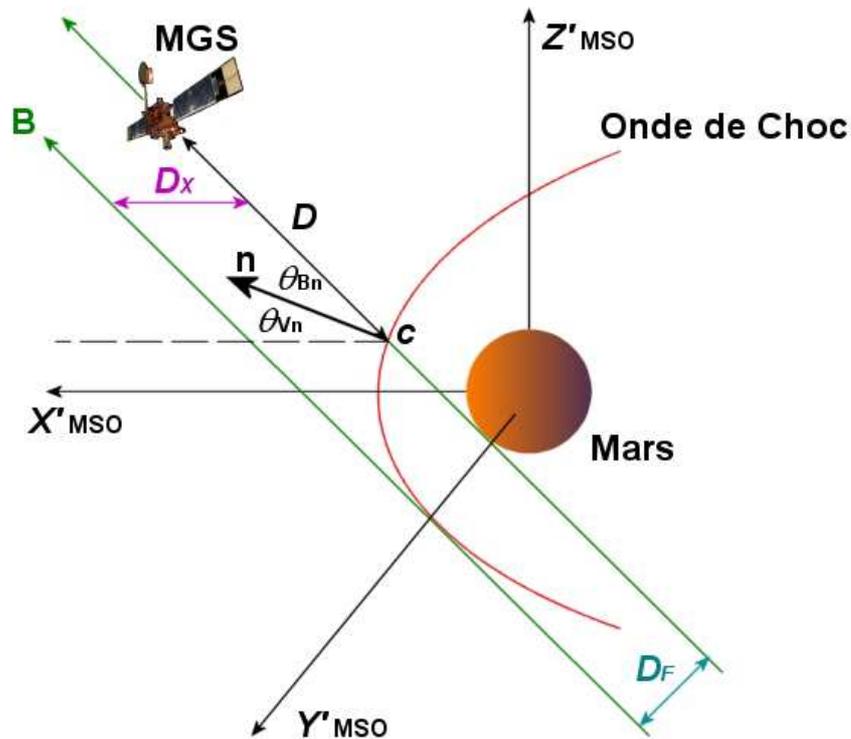


Figure IV.23. Schéma montrant les paramètres de connexion au choc.

Pour l'orbite P216, nous avons divisé l'intervalle qui va de la traversée du choc (autour de 10:27 TU), jusqu'à la fin de la série temporelle (13:14 TU) en sous-intervalles de 2 minutes où nous avons étudié la connexion au choc. Entre 10:27 et

11:24 TU (région proche au choc), les valeurs des paramètres de connexion de la sonde indiquent que la sonde se situe dans le pré-choc. A partir de 11:25 TU et jusqu'à la fin des mesures ($\sim 13:14$ TU), les lignes de champ ne coupent plus l'onde de choc. Ces résultats sont compatibles avec la stabilité du champ magnétique moyen (Figure IV.15b) et la trajectoire de la sonde. Il est cependant intéressant de voir que les propriétés des ondes dans la région sans connexion au choc ne changent pas par rapport à la région où la sonde est connectée (Figure IV.24).

Il faut noter que la méthode utilisée est dépendante d'un modèle, puisque le choc est considéré comme une frontière statique, ce qui ne se correspond pas au caractère variable des chocs planétaires. Dans le cas du choc terrestre l'étude de connexion se fait à l'aide de modèles empiriques où la position du choc varie avec les paramètres du plasma du vent solaire (notamment la pression dynamique). Pour l'instant, l'état actuel des connaissances sur les propriétés du vent solaire en amont du choc martien et les données disponibles ne permettent pas d'avoir de tels modèles de choc. Malgré cette limitation, les caractéristiques du champ magnétique pour l'orbite P216 (magnitude élevée, direction stable) permettent d'assurer, au-delà des variations de la position du choc, qu'il y a une partie de l'orbite (proche au choc) où la sonde est clairement connectée au choc et une autre région où la sonde n'est plus dans le pré-choc (loin de la planète), les caractéristiques des ondes restant pourtant les mêmes dans les deux régions. En effet, l'étude de *Vignes et al.* [2000] a montré sur un échantillon de 450 traversées de choc sur une période de temps allant de septembre 1997 à la fin août 1998 une variation relative du point subsolaire du choc de $\Delta R \sim 270 \text{ km} = 0.08 R_M$ et de la distance du terminateur de $\Delta R_{\text{term}} \sim 300 \text{ km} = 0.09 R_M$. Par conséquent, il est raisonnable de supposer que ces valeurs donnent une bonne évaluation de la variabilité de la position du choc. D'autre part, il est peu probable que le choc s'éloigne tellement de la planète pour que la sonde reste connectée jusqu'à $5.6 R_M$. Le même raisonnement peu s'appliquer à d'autres orbites où le même type d'ondes est observé.

Les résultats montrent donc que les ondes observées ne seraient pas associées au pré-choc martien. Cette affirmation serait donc en accord avec les observations de *Delva and Dubinin* [1998] indiquant la présence d'ondes hors de la région du pré-choc.

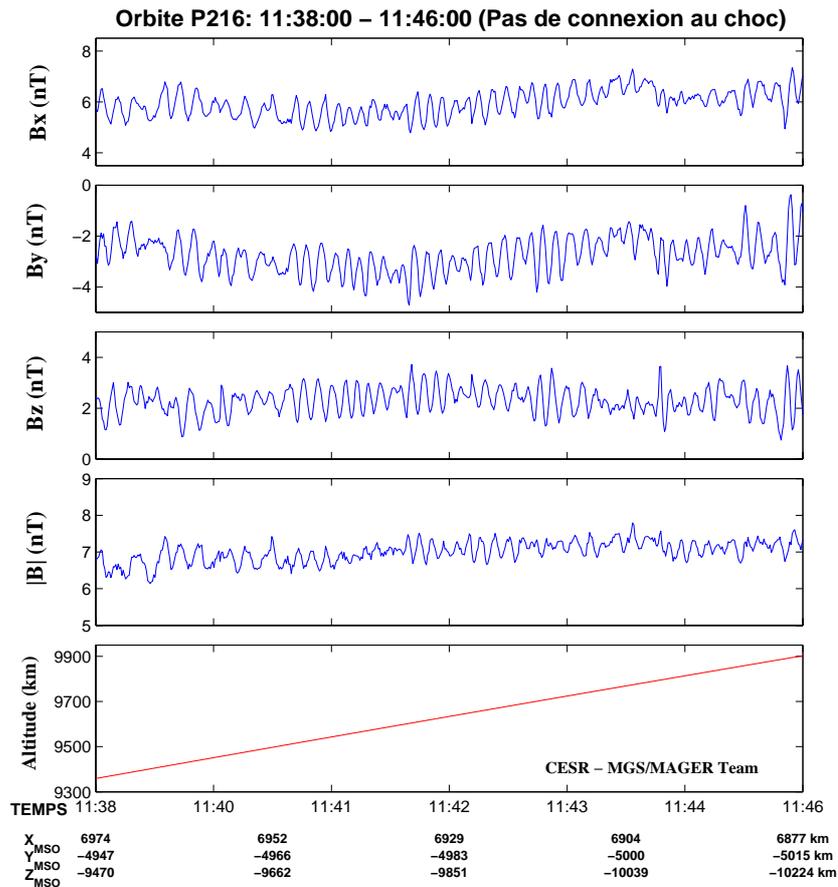


Figure IV.24. Données magnétiques de MGS entre 11:38:00 et 11:46:00 TU une région hors du pré-choc. Les propriétés observationnelles des ondes sont les mêmes que dans les régions où la connexion au choc est vérifiée.

Autres observations

Des ondes avec les mêmes caractéristiques ont été trouvées sur de nombreuses orbites, en particulier à plus grande distance de Mars. La Figure IV.25 montre les données MAG à basse résolution ($\delta t = 3$ s) en coordonnées MSO cartésiennes autour de l'apoastre pour l'orbite P081. A nouveau, nous apercevons des oscillations très cohérentes sur toutes les composantes du champ magnétique ainsi que sur la magnitude, accompagnées par des modulations sur l'amplitude à plus grande échelle (~ 10 fois la période des oscillations cohérentes).

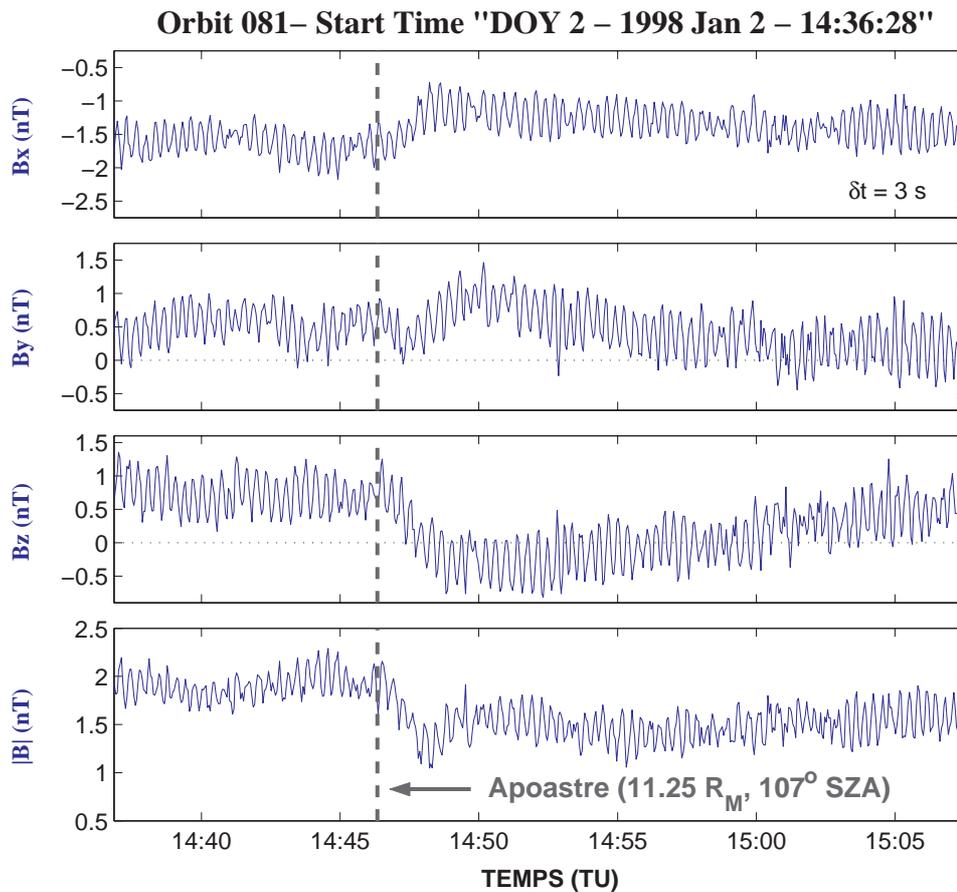


Figure IV.25. Données MAG basse résolution (3 s) autour de l'apoastre entre les orbites P080 et P081.

Nous avons déterminé de la même façon la période des oscillations de plus haute fréquence. La Figure IV.26 montre les données magnétiques à haute résolution non calibrées ($\delta t = 0.125\text{s}$) pour l'intervalle 14:50:48 – 14:52:45 TU. Le caractère quasi-sinusoïdal des oscillations nous permet de calculer facilement leur période, laquelle se trouve typiquement autour de 22 s. Nous pouvons voir que le niveau de base du champ magnétique à haute résolution est différent que celui à basse résolution à cause des champs parasites.

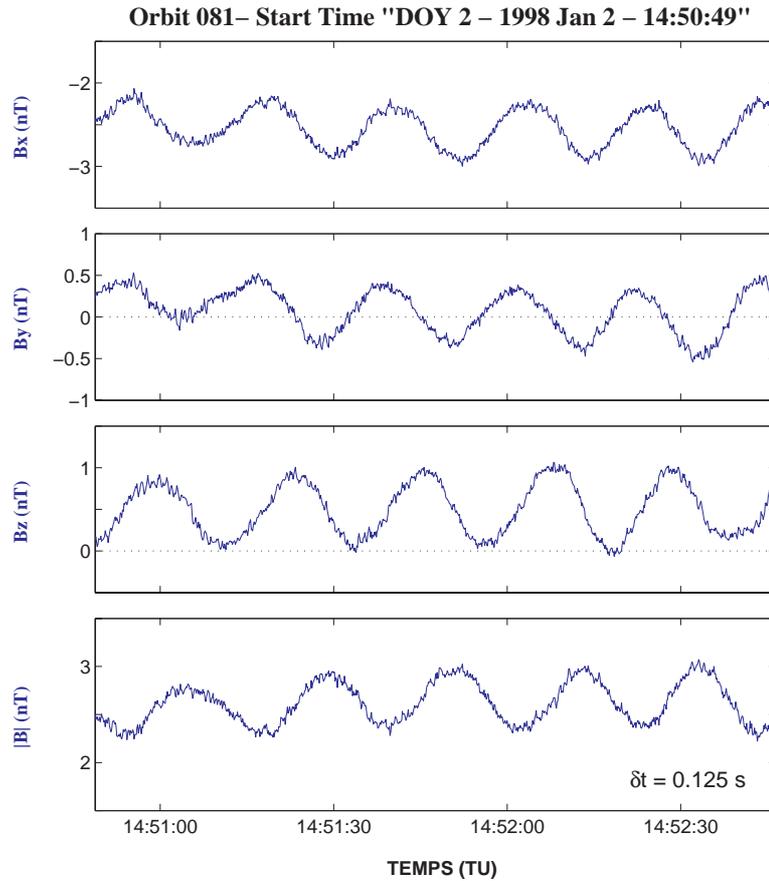


Figure IV.26. Données MAG haute résolution (0.125 s) pour l'intervalle 14:50:48 – 14:52:45 TU (partie "inbound").

Une analyse MVA sur l'intervalle 14:51:24 - 14:52:39 TU (Figure IV.27) donne une très bonne détermination de la direction de minimum de variance ($\lambda_2/\lambda_3=65.5$) avec une polarisation quasi circulaire gauche ($\lambda_1/\lambda_2 = 1.09$) dans le repère du satellite avec une amplitude pic à pic de 0.7 nT dans la direction parallèle et de 1.1 nT dans la direction perpendiculaire, tandis que l'angle θ_{kB} est de $40.8^\circ \pm 0.9^\circ$. Enfin, les oscillations sur $|\mathbf{B}|$ et les flux d'électrons sont corrélés.

Les propriétés de ces ondes ressemblent vigoureusement à celles observées sur l'orbite P216. La distance à laquelle se trouvent ces ondes est pourtant beaucoup plus grande que dans le cas précédent: jusqu'à 11.25 rayons martiens, avec une amplitude de $\sim 1\text{nT}$, toujours très supérieure aux valeurs trouvées par *Russell et al.* [1990] à $2.86 R_M$.

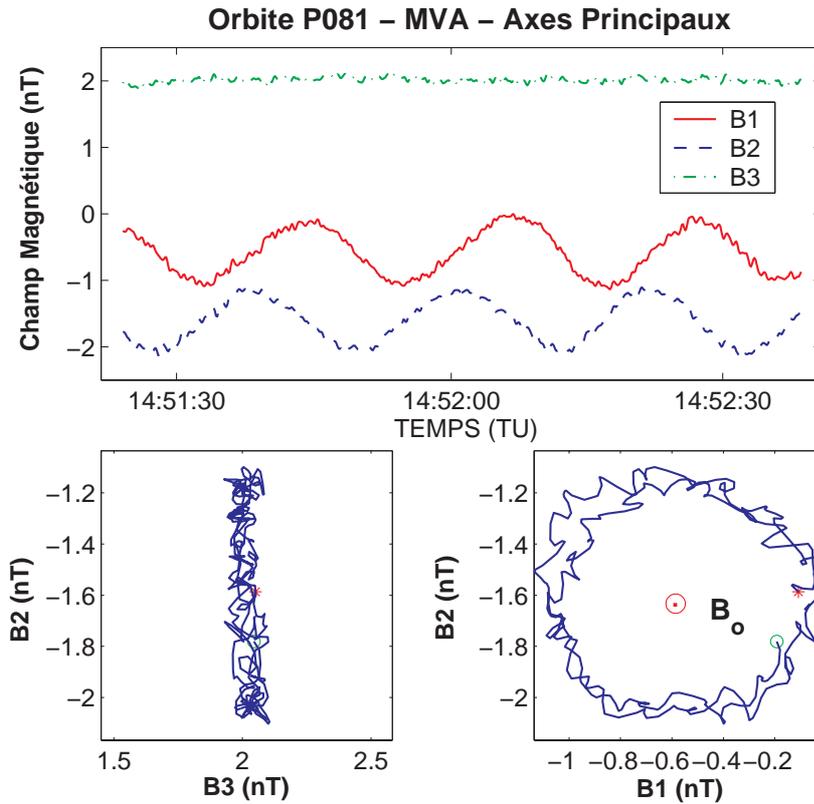


Figure IV.27. Résultat de l'analyse de variance obtenu pour l'intervalle 14:51:24 - 14:52:39 TU pour l'orbite P081.

Nous avons appliqué l'analyse MVA pour des intervalles de 5 et 10 minutes (nous avons choisi des intervalles plus grands en fonction de la valeur de la période de ces oscillations par rapport à celles observées dans la section précédente) tout le long de l'intervalle en amont du choc. Les résultats sont présentés sur les Figures IV.28 et IV.29. L'évolution des rapports λ_2/λ_3 nous permet de voir qu'en général la direction de minimum de variance est bien déterminée. Si l'on élimine les intervalles pour lesquels $\lambda_2/\lambda_3 < 3$, les valeurs de θ_{kB} se trouvent entre 10° et 45° .

De la même façon que pour l'orbite P216, la cohérence des ondes se maintient jusqu'à la traversée du choc (6 heures de données) avec des périodes où la sonde se trouve clairement hors du pré-choc (sur la Figure IV.25, par exemple, la sonde se trouve en dehors du pré-choc entre 14:46:36 et 14:56:36 TU). D'autre part, ces ondes sont déjà observées dans la partie en amont du survol de l'orbite précédente (P080 voir Figure IV.30), ce qui montre encore une fois le caractère stable de ces ondes.

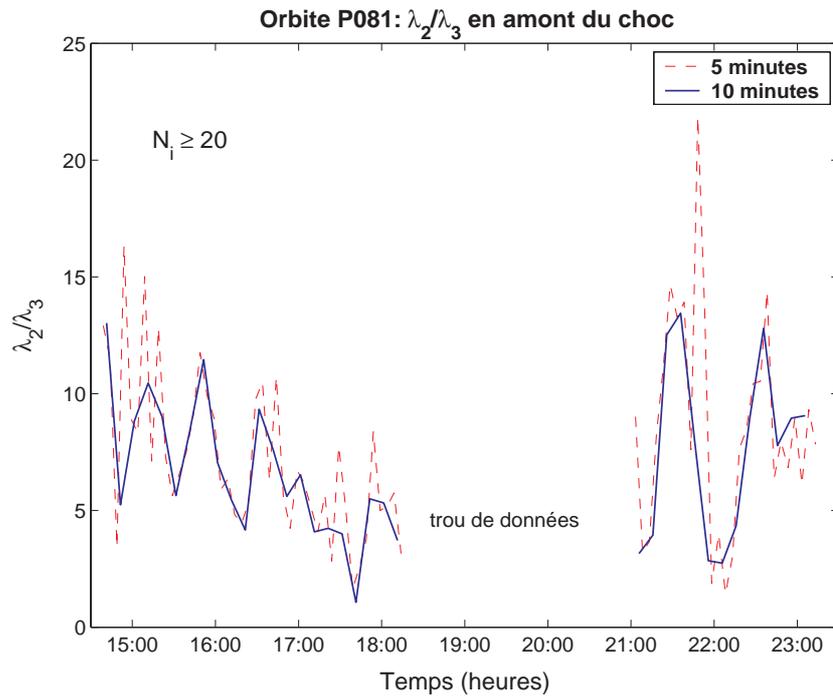


Figure IV.28. Rapport entre la variance intermédiaire et la variance minimale (λ_2/λ_3) pour des intervalles de 5 et 10 minutes jusqu'à la traversée du choc.

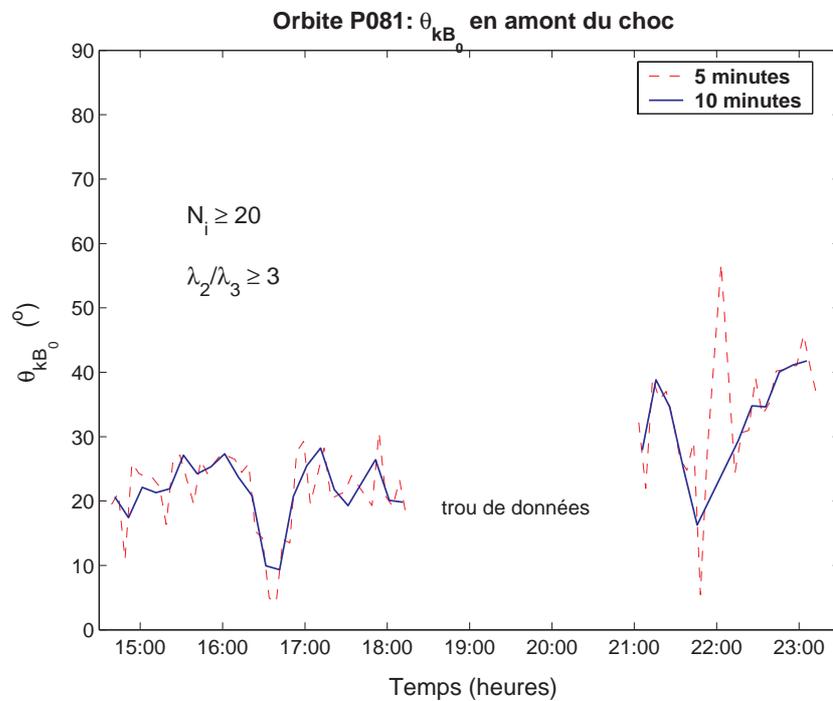


Figure IV.29. Angle entre la direction de minimum de variance et le champ magnétique moyen θ_{kB_0} pour chacun des intervalles de plus de 20 échantillons et pour des rapports $(\lambda_2/\lambda_3) \geq 3$.

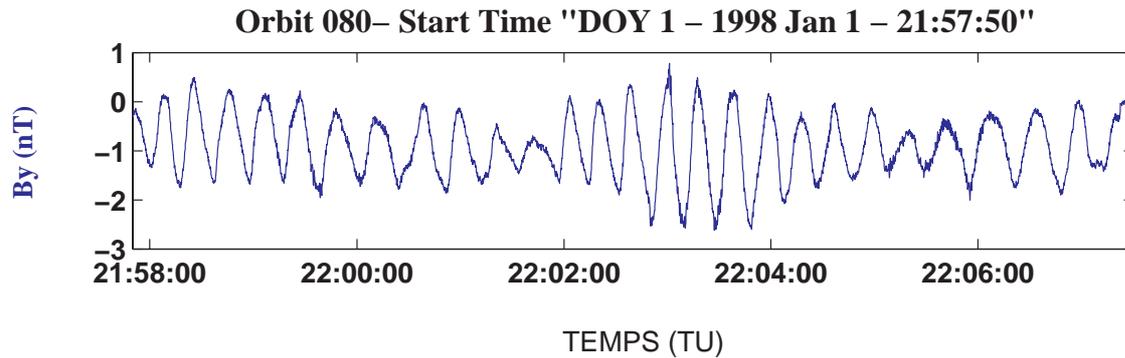


Figure IV.30. Exemple d'ondes très cohérentes observées dans le vent solaire à $\sim 7.4 R_M$ en amont du choc martien pour l'orbite P080.

Sur cette orbite, la détermination de la fréquence cyclotron des protons est affectée par l'influence des champs parasites sur la magnitude du champ magnétique ambiant. Le programme qui simule l'impact de cet effet sur le calcul de la gyrofréquence prévoit ici une erreur de plus de 30%. D'après ces valeurs la fréquence observée pourrait effectivement être la gyrofréquence des protons. De la même façon, si nous supposons que la fréquence observée est la gyrofréquence des protons, la valeur du module du champ magnétique devrait être 3.1 nT, qui est une valeur très proche de la valeur moyenne du module du champ sur 100 minutes. D'autre part, les résultats des simulations présentées dans la section II.3 montrent également que détermination de θ_{kB} n'est pas trop fiable puisque dans ce cas il y a une fausse détermination de \mathbf{B}_0 . Il est donc possible que la vraie valeur de θ_{kB} soit plus proche de celle obtenue pour les ondes de l'orbite P216.

Tous ces résultats indiquent donc que les ondes observées sur les orbites P080 et P081 seraient du même type que celles de l'orbite P216.

Des événements similaires à ceux décrits dans les sections précédentes ont été trouvés sur de nombreuses orbites. Le Tableau IV.1 montre les caractéristiques (fréquence expérimentale / fréquence cyclotron des protons locale, λ_2/λ_3 , λ_1/λ_2 , polarisation dans le repère de la sonde, θ_{kB} , connexion au choc et distance) qui correspondent à différents intervalles dans des orbites à différentes géométries.

Tableau IV.1. Caractéristiques des ondes en amont du choc martien trouvées lors de différentes orbites de MGS.

Orbite	$\langle \mathbf{B}_0 \rangle$ (nT)	$T_{\text{exp}}/T_{\text{gy}}$	λ_2/λ_3	λ_1/λ_2	Polar. (s/c)	θ_{KB} (°)	$\frac{ \delta \mathbf{B} }{ \mathbf{B}_0 }$	$\frac{\delta \mathbf{B} }{ \mathbf{B}_0 }$	Connexion au Choc	Distance (R_M)
P080	4.61	1.27	25.5	1.3	G	14.0±2.3	0.14	0.04	Non	8.31
P081	1.75	0.86	65.5	1.1	G	40.8±0.9	0.23	0.15	Non	11.26
P204	3.25	0.70	19.0	1.1	G	11.1±3.2	0.37	0.16	Oui	2.52
P216	6.82	0.83	26.4	1.1	G	10.8±2.3	0.17	0.06	Non	3.82
P216	8.37	1.15	83.6	1.4	G	9.0±0.7	0.28	0.07	Oui	2.09
P232	3.62	0.83	19.0	1.1	G	13.6±3.2	0.16	0.06	Non	4.19
P239	3.50	0.98	11.9	1.3	G	11.9±2.6	0.18	0.06	Non	4.21
P257	3.46	0.78	14.7	1.2	G	23.5±4.2	0.19	0.09	Oui	5.57

IV.1.1.2 Discussion.

Les propriétés des ondes à Ω_p analysées sont les suivantes:

- Il s'agit d'ondes fortement cohérentes, bien définies même à grande distance ($\geq \sim 11.3 R_M$).
- Les ondes possèdent une grande amplitude (jusqu'à 5 nT pic à pic) en comparaison avec les observations de Phobos-2 où des amplitudes de 0.15 nT ont été rapportées [Russell et al., 1990].
- La fréquence dans le repère de la sonde (\sim repère fixé à la planète) coïncide avec Ω_p .
- Leur occurrence ne semble pas être associée au pré-choc ionique martien.
- Les ondes se propagent dans une direction légèrement oblique bien différenciée de la propagation parallèle par rapport au champ magnétique moyen.
- La polarisation des ondes à Ω_p dans le repère de la sonde est circulaire gauche.

A ces caractéristiques s'ajoute une signature jamais rapportée jusqu'à présent: l'existence d'une modulation plus ou moins régulière (à une fréquence de $\sim 0,1 \Omega_p$) parfois très marquée comme nous l'avons vu pour l'orbite P216 ou l'orbite P080.

Afin de trouver une explication pour l'origine de ces ondes, nous avons examiné quels sont les mécanismes capables de générer des ondes à Ω_p dans le repère du satellite. Comme nous l'avons vu au début du chapitre, le mécanisme classique qui explique normalement la présence d'ondes à Ω_p dans le repère du satellite dans le cas d'une planète dotée d'une atmosphère sans champ magnétique est la résonance cyclotron dû à l'implantation d'ions exosphériques nouvellement créés [Russell et al., 1990]. La condition de résonance dans le cas le plus général est donné par l'équation I.16. Cependant, les mesures faites par l'expérience ASPERA à bord de la sonde Phobos 2 [Barabash and Lundin, 1993] ont montré la présence d'ions du vent solaire réfléchis au niveau du choc, même si les conditions dans lesquelles la réflexion a lieu pour Mars peuvent être très différentes de celles autour de la Terre [Moses et al., 1988]. De cette manière, ces ions réfléchis sont aussi une autre source possible d'instabilité à considérer si toutefois il y a connexion au choc.

Des observations recueillies en amont du choc terrestre autour de la Terre [e.g., Russell and Hoppe, 1983] ont montré que les ions remontant le vent solaire le long des lignes de champ magnétique interplanétaire génèrent des instabilités capables d'exciter des ondes à basse fréquence. Dans ce cas, les ondes ainsi générées se trouveront dans la région du pré-choc ionique, où les lignes de champ traversées par la sonde coupent l'onde de choc. En conséquence, une façon de savoir si ces ondes sont associées au pré-choc ionique est de voir si les ondes ne sont présentes que lorsque MGS est connecté à l'onde de choc martienne.

Cependant, même si le test de connexion au choc appliqué de façon systématique le long de l'orbite P216 ainsi que d'autres orbites est dépendant du modèle (on suppose un choc fixe dans l'espace), il aide à conclure que les propriétés des ondes observées lorsque MGS se trouve dans le pré-choc ne diffèrent pas de celles des ondes observées lorsque la sonde est clairement hors de cette région.

Or, même s'il y avait connexion, les ions remontant le vent solaire ne pourraient générer des ondes à Ω_p (dans le repère de la sonde) à propagation parallèle, que si et seulement si la magnitude de leur vitesse parallèle au champ magnétique était égale à la composante parallèle de la vitesse du vent solaire ($|\mathbf{v}_{//}| = |\mathbf{V}_{VS}| |\cos(\alpha_{BV})|$) de manière à satisfaire l'équation I.17. D'après les mesures faites autour de la Terre, la vitesse parallèle des ions réfléchis dans le repère du plasma est typiquement deux fois

supérieure à la vitesse du vent solaire [Bonifazi and Moreno, 1981]. Or, contrairement aux ions implantés, la fréquence perçue par la sonde va dépendre de l'angle entre le champ magnétique et le vecteur vitesse du faisceau des ions remontants. Pour que cette fréquence reste toujours à Ω_p , l'angle en question devrait toujours avoir la même valeur. Cela est donc hautement improbable. Dans plusieurs événements, les ondes décrites maintiennent leur caractère cohérent et quasi-monochromatique même en présence des variations sur la direction de \mathbf{B} (voir par exemple la Figure IV.25).

D'après ces considérations, l'hypothèse de la résonance cyclotron avec des ions implantés est la plus plausible. Cette instabilité peut générer deux modes: un premier mode caractérisé par une polarisation circulaire droite ("mode droit") dans le repère du plasma, et un deuxième mode résonant avec une polarisation circulaire gauche dans le repère du plasma ("mode gauche"). Ce dernier mode ne peut avoir une polarisation gauche dans le repère de la sonde que lorsqu'il se propage en direction de la planète. Or, ce mode n'apparaît que lorsque l'angle α_{BV} est proche de 90° [Brinca and Tsurutani, 1987a,b, Gary and Madland, 1988], comme il a été observé en amont du choc de la comète Grigg-Skjellerup (G-S) par la sonde Giotto [Neubauer et al., 1993b]. Pourtant, cette interprétation ne serait pas applicable aux ondes étudiées dans cette section puisque comme le montre la Figure IV.15b, la direction du champ magnétique en amont du choc pour l'orbite P216 par rapport à l'axe X_{MSO} (presque antiparallèle à la direction du vent solaire) est très loin de 90° , et donc dans ces conditions, le mode gauche ne peut pas croître.

Le programme WHAMP (Waves in Homogeneous Anisotropic Multicomponent Plasma) initialement conçu par Rönmark [1982] et actualisé par Laurence Rezeau et Gérard Belmont permet de résoudre numériquement l'équation de dispersion linéaire électromagnétique la plus générale en identifiant tous les modes de propagation possibles dans un plasma homogène et magnétisé. Ce programme permet de modéliser la fonction de distribution du plasma dans l'espace des vitesses à partir de 6 populations élémentaires, chacune avec sa propre fonction de distribution issue d'une combinaison de maxwelliennes.

Nous avons utilisé WHAMP afin d'étudier la croissance des différents modes d'oscillation parallèles au champ magnétique dans un plasma à deux composantes ioniques: une population majoritaire de protons qui représentent les ions appartenant au

vent solaire (1), et une population minoritaire de protons qui représentent les ions d'origine planétaire (2). A ces deux populations, s'ajoute une troisième: les électrons. Tout d'abord, nous avons nous avons fixé certains paramètres qui sont restés invariables le long des simulations. Les valeurs de ces paramètres ont été choisies en fonction des propriétés du plasma en amont du choc mesurées par Phobos 2 [par exemple, *Lundin et al.*, 1990] et à partir des mesures du champ magnétique de MGS pour l'orbite P216 en supposant l'isotropie pour les fonctions distributions des trois populations. Ainsi:

- $n_1 = 3 \text{ cm}^{-3}$
- $T_1 = T_3 = 10 \text{ eV}$
- $|B| = 8 \text{ nT}$

Nous avons donc simulé un faisceau ($V_2 = 400 \text{ km/s}$), en faisant varier tout d'abord sa température ($T_2 = 100 \text{ eV}, 10 \text{ eV}, 5 \text{ eV}, 1 \text{ eV}$) pour une valeur de $n_2 = 0.03 \text{ cm}^{-3}$ (1% de la densité de la population 1) afin d'observer l'influence de T_2 sur les propriétés des modes excités. Les résultats sont montrés sur le Tableau IV.2.

Tableau IV.2. Taux de croissance maximal γ_{max} (normalisé à Ω_p), longueur d'onde λ_{max} , et fréquence ω_{max} associée (normalisée à Ω_p), pour l'instabilité ion/ion droite ($n_2 = 0.03 \text{ cm}^{-3}$) en fonction de la température du faisceau de protons.

T_2 (eV)	$\gamma_{\text{max}} / \Omega_p$	λ_{max} (km)	$\omega_{\text{max}} / \Omega_p$
100	0.060	$2.68 \cdot 10^3$	0.367
10	0.108	$2.38 \cdot 10^3$	0.429
5	0.118	$2.34 \cdot 10^3$	0.441
1	0.129	$2.28 \cdot 10^3$	0.459

Pour ces paramètres, l'instabilité ion/ion à polarisation droite est la plus favorisée [*Gary*, 1993]. On peut observer que pour les valeurs décroissantes de T_2 , le taux de croissance linéaire γ_{max} et la fréquence ω_{max} dans le repère de la population 1 croissent, tandis que la longueur d'onde associée λ_{max} décroît. La Figure IV.31 montre la fréquence réelle ω_r normalisée à Ω_p (rouge) et le taux de croissance linéaire pour l'instabilité ion/ion droite γ (bleu) en fonction du nombre d'onde normalisé par Ω_p/V_A , pour $n_2 = 0.03 \text{ cm}^{-3}$ et $T_2 = 5 \text{ eV}$, une valeur typique pour la température des protons

neutres d'origine exosphérique (vitesses thermiques < 20 km/s) [Tsurutani, 1991]. Pour ces valeurs, la valeur maximale du taux de croissance pour l'instabilité se produit à $\lambda_{\max} = 2.34 \cdot 10^3$ km et à $\omega_r = 0.441 \Omega_p$.

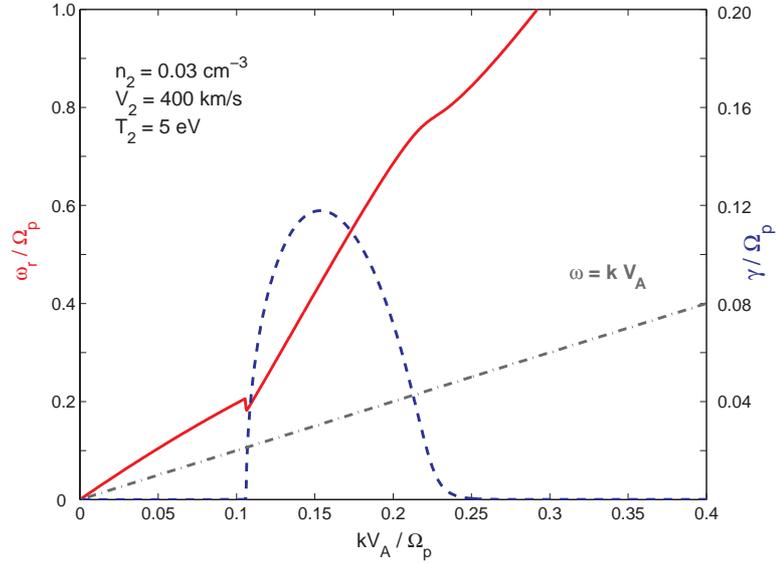


Figure IV.31. Fréquence réelle ω_r (rouge) et taux de croissance linéaire γ (bleu) normalisée à Ω_p en fonction du nombre d'onde normalisé à Ω_p/V_A , pour l'instabilité ion/ion droite.

Tableau IV.3. γ_{\max} , λ_{\max} , et ω_{\max} pour l'instabilité ion/ion droite pour une température du faisceau $T_2 = 5$ eV en fonction de la densité du faisceau de protons.

n_2 (cm^{-3})	γ_{\max} / Ω_p	λ_{\max} (km)	ω_{\max} / Ω_p
0.03	0.118	$2.34 \cdot 10^3$	0.441
0.003	0.024	$2.32 \cdot 10^3$	0.429
0.0003	0.003	$2.30 \cdot 10^3$	0.433

Nous avons ensuite fait une étude paramétrique des variations de γ_{\max} , λ_{\max} et ω_{\max} pour des valeurs décroissantes de n_2 entre 1% et 0.01% de la densité de la première population (vent solaire), la température du faisceau étant $T_2 = 5$ eV. Les résultats donnés dans le Tableau IV.3 montrent que γ_{\max} décroît pour des valeurs de n_2 de plus en plus petites, mais même pour la valeur la plus basse on a encore un taux de croissance non nul. D'autre part, la fréquence et la longueur d'onde associées restent stables.

D'autre part, des simulations prenant en considération des anneaux purs ne se justifient pas puisque, comme nous l'avons dit précédemment, pour des $\alpha < 90^\circ$ le taux de croissance du mode gauche est toujours inférieur à celui du mode droit [Gary, 1993].

En conséquence, les simulations montrent qu'on peut générer des ondes du type mode droit qui présentent dans le repère de la sonde, certaines caractéristiques similaires aux ondes observées (polarisation dans le repère de la sonde, fréquence, θ_{KB}). C'est en effet l'explication "classique" pour ce type d'observations [Russell et al., 1991; Brain et al., 2002].

Or, l'implantation d'ions nouvellement créés en amont du choc martien, proposée comme mécanisme classique de génération des ondes à Ω_p , n'est pas susceptible d'aboutir à d'autres caractéristiques de ces ondes.

Tout d'abord, la grande amplitude de ces ondes n'est pas compatible avec la valeur de la saturation non linéaire des ondes proton-cyclotron [par exemple, Convery and Gary, 1997] ni avec les résultats des simulations pour des ions implantés [Gary et al., 1989], qui prédisent une saturation rapide pour des niveaux bas d'amplitude par rapport aux observations.

La valeur de la densité d'énergie magnétique ($|\delta\mathbf{B}|^2/B_0^2$) d'une onde au niveau de saturation non linéaire pour des ondes générées par des distributions anisotropes, notamment par un anneau pur ($\alpha_{BV} = 90^\circ$) est un majorant du taux auquel ($|\delta\mathbf{B}|^2/B_0^2$) croît pendant l'étape de croissance temporelle [Lemons et al., 1979]:

$$\left[\frac{|\delta\mathbf{B}|^2}{B_0^2} \right]_{theorie} = \frac{1}{12} \frac{n_{anneau}}{n_e} \left(\frac{v_{\perp 0}}{V_A} \right)^2 \quad (IV.2)$$

Dans cette expression, $v_{\perp 0}$ est la vitesse perpendiculaire des ions implantés, V_A la vitesse d'Alfvén, n_e la densité d'électrons et n_{anneau} est la densité d'ions dans l'anneau.

Or, pour l'orbite P216 et d'après la Figure IV.18 nous avons à 5.5 R_M :

$$\left[\frac{|\delta\mathbf{B}|^2}{B_0^2} \right]_{exp} = 0.0225 \quad (IV.3)$$

Si on suppose maintenant une densité d'électrons de $n_e = 4/\text{cm}^3$ et une vitesse $v_{\perp 0} = V_{SW} = 400 \text{ km/s}$, on obtient:

$$n_{anneau} = 0.1 / \text{cm}^3,$$

ce qui est beaucoup plus élevé que la valeur attendue à ces distances par les modèles actuels d'exosphère.

Quelle que soit la population d'ions implantés considérée (protons ou oxygène implantés localement, ou ions implantés puis réfléchis au niveau du choc), la solution de l'équation de dispersion linéaire de Maxwell-Vlasov donne un taux de croissance très faible pour les instabilités ion-ion (pour des distributions faisceau ou faisceau-anneau) pour des valeurs réalistes de densité de faisceau d'ions implantés en comparaison avec les valeurs de densité à $6 R_M$ ou encore $11 R_M$ dérivées à partir des modèles d'exosphère en supposant une implantation locale.

Un autre aspect très important est la grande cohérence des ondes. Dans le cas du mécanisme classique d'excitation d'ondes à partir de l'implantation d'ions nouvellement créés (c.f. chapitre I), les ondes une fois créées modifient la fonction de distribution des particules, qui en retour modifient les propriétés des ondes et ainsi de suite. Ce modèle prévoit donc *in fine* une fonction de distribution des particules diffusée en angle d'attaque (en coquille sphérique) sans vitesse relative par rapport à celle de la population du vent solaire.

Des distributions en forme de coquille sphérique ont été observées autour de la comète de Halley en coïncidence avec des ondes à la fréquence de giration d'ions du groupe de l'eau, mais ces ondes ont une nature non-cohérente [Coates *et al.*, 1990; Glassmeier *et al.*, 1989].

D'après les valeurs de rayon de giration des protons par rapport à la taille des régions d'interaction autour de Mars [Moses *et al.*, 1988], il est très probable que des distributions d'ions implantés soient non gyrotropes.

Des simulations hybrides montrent que ces types de distributions pourraient être présentes en amont du choc martien. La Figure IV.32 montre la distribution de protons implantés autour de Mars sur le plan perpendiculaire au champ magnétique ambiant d'après d'une simulation hybride 2D par Chanteur, [2000]. Sur la figure, les différentes couleurs des points correspondent à différentes "tranches" à des distances différentes de la planète. Nous percevons un arc sensiblement plus dense pour une certaine gamme de gyrophase sur la partie droite de la figure, ce qui montre que la distribution en anneau de ces ions est non gyrotrope.

Le rôle des distributions non gyrotropes d'ions exosphériques implantés dans la génération d'ondes fortement cohérentes a été étudié pour le cas de la comète Grigg-Skjellerup (G-S) lors de la visite de la sonde Giotto. Les observations recueillies par cette sonde ont permis de constater que des ondes fortement cohérentes avec une fréquence proche de la gyrofréquence d'ions du groupe de l'eau étaient identifiées en amont du choc [Mazelle *et al.*, 1997] en coïncidence avec des distributions non gyrotropes d'ions implantés [Neubauer *et al.*, 1993b; Coates *et al.*, 1993].

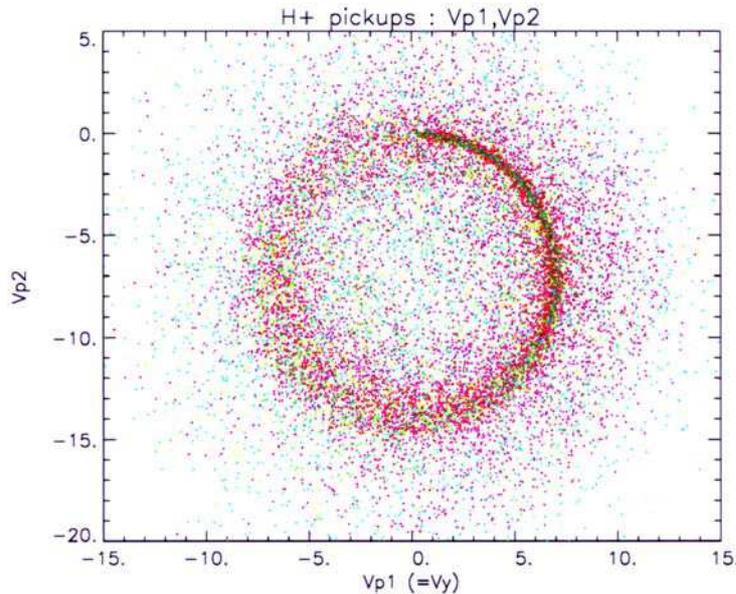


Figure IV.32. Distribution non gyrotrope de protons implantés autour de Mars d'après une simulation hybride [Chanteur, 2000].

Les conditions dans lesquelles ces observations ont été faites rendent ces observations très particulières:

- La taille de la région d'interaction pour G-S était très petite par rapport aux autres comètes étudiées à cause d'un taux de production de neutres Q comparativement plus bas ($Q = 7.5 \times 10^{27} \text{ s}^{-1}$ contre $\sim 10^{30} \text{ s}^{-1}$ pour Halley).

- La direction du champ magnétique interplanétaire était presque perpendiculaire à la vitesse du vent solaire pendant toute la durée de la rencontre ce qui a eu pour conséquence l'observation de fonctions de distribution en forme d'anneau [Coates *et al.*, 1993]. Ces anneaux ne présentaient pratiquement pas de diffusion en angle d'attaque mais un peu de diffusion en énergie

- La polarisation de ces ondes était gauche dans le repère du satellite avec une propagation presque parallèle à \mathbf{B} , ce qui a conduit à associer ces ondes au mode gauche dans le repère du plasma (pas d'effet Doppler).

Le fait d'avoir une faible activité (faible production de neutres) fait que la distance caractéristique de décroissance du nombre d'ions implantés depuis l'objet central est comparable ou plus petite que le rayon de giration de ces ions. Ainsi, de plus en plus d'ions sont injectés à la même gyrophase initiale ce qui provoque un remplissage inhomogène de la fonction distribution pendant une gyropériode en donnant une distribution non gyrotrope (Figure IV.33). En effet, cette gyrophase initiale est associée à la direction de $-\mathbf{V}_{VS}$, autrement dit, compte tenu de la géométrie, la direction $+\mathbf{X}_{CSE}$ dans le repère cométo-centrique pour le cas de la comète G-S, ou de façon équivalente, la direction $+\mathbf{X}_{MSO}$ pour le cas de Mars. Cette gyrophase initiale sera $\varphi = 0$ si on définit arbitrairement l'origine sur cet axe.

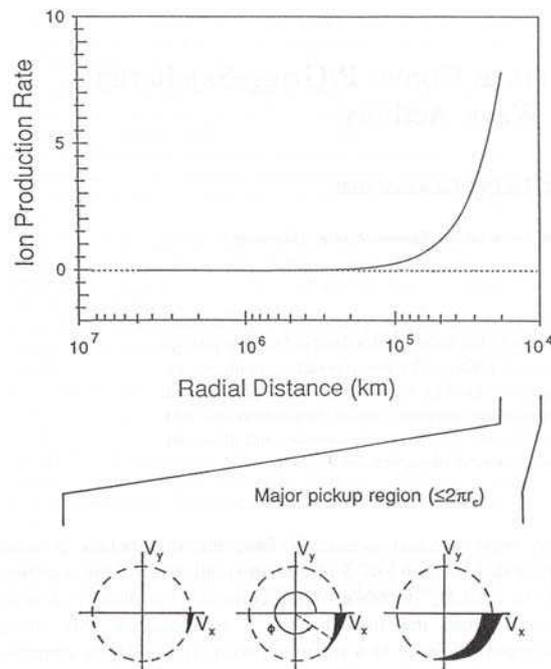


Figure IV.33. Schéma qui montre le processus d'implantation près de la comète Grigg-Skjellerup [Motschmann and Glassmeier, 1993]. Une forte inhomogénéité (gradient) dans la densité d'ions cométaires mène à un remplissage inhomogène de la fonction de distribution de ces ions pendant une période de giration ce qui permet d'obtenir une distribution non gyrotrope.

La génération de telles distributions et des études sur les instabilités qu'elles produisent dans le cadre de la théorie linéaire ont été traitées entre autres par *Brinca*, [1993; 1998], *Motschmann and Glassmeier*, [1993], *Cao et al.*, [1995; 1998], et *Cao*, [1996]. Dans les deux derniers travaux, les auteurs ont prédit de façon théorique et en s'appuyant sur les mesures de Giotto, la fonction distribution des ions nouvellement créés pour plusieurs points le long de la trajectoire de la sonde. Ensuite, ils ont étudié en utilisant la théorie linéaire les instabilités générées par la distribution résultante.

Le modèle cinétique employé dans ces travaux utilise l'équation de Vlasov pour obtenir la fonction distribution des ions nouvellement créés en incluant un terme de source associé à un taux de production volumique $q(r)$ à symétrie sphérique supposant une source ponctuelle:

$$q(r) = \frac{Q e^{-r/L}}{4\pi r^2 L}$$

où L est le libre parcours moyen d'ionisation (pour Mars, 10^9 km) et un terme de perte par la diffusion de vitesse conduisant à l'assimilation d'ions dans le vent solaire. L'information sur la géométrie du problème se complète avec les valeurs:

- $\alpha_{BV} = 90^\circ$.
- Pour les ions nouvellement créés: $v_{||} = 0$, $v_{\perp} = V_{VS}$, $\varphi = 0$, où φ est l'angle entre la vitesse de l'ion sur le plan perpendiculaire à \mathbf{B} et le vecteur $-\mathbf{V}_{VS}$.
- On considère que les ions nouvellement créés sont froids (d'où l'utilisation des distributions de Dirac pour les composantes de vitesse).

L'équation de Vlasov qui régie l'évolution de la fonction distribution des ions implantés $f_c^0(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ a dans ce cas la forme suivante:

$$\frac{Df_c^0}{Dt} = \left[\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} + \frac{m_c}{q_c} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \right] f_c^0(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = q(r) \delta(\varphi) \delta(v_{||}) \frac{\delta(v_{\perp} - V_{VS})}{v_{\perp}} - \frac{f_c^0}{\tau_d} \quad (\text{IV.4})$$

où m_c et q_c sont respectivement la masse et la charge de l'ion cométaire nouvellement créé.

Le processus d'implantation est caractérisé par un temps de diffusion τ_d . Ce temps tient compte de trois étapes: la création de l'ion et l'implantation perpendiculaire,

la diffusion en angle d'attaque, et la diffusion en énergie et thermalisation de la distribution en général beaucoup plus lente. Ainsi, la fonction distribution des ions nouvellement créés dans le repère du vent solaire s'obtient en intégrant l'équation de Vlasov le long de la trajectoire des ions dans le sens inverse de la ligne d'écoulement du vent solaire (voir, équations 2-5 dans *Cao et al.*, 1995):

En premier lieu, *Cao et al.*, [1995] ont étudié l'influence de la diffusion en vitesse sur la distribution non-gyrotrope en comparant pour un point sur la trajectoire de Giotto, la distribution de gyrophases $\Phi(\varphi)$ obtenue à partir de leur modèle pour trois valeurs du temps de diffusion des ions implantés $\tau_d = T_c$, $\tau_d = 3T_c$ et $\tau_d \rightarrow \infty$, T_c étant la période cyclotron. La Figure IV.34 montre les trois courbes correspondantes à un temps particulier en amont de l'onde de choc. Les trois courbes montrent que les valeurs de Φ décroissent en fonction de la phase, avec une rupture au niveau du point d'injection ($\varphi = 0$). Le degré de non gyrotropie peut être estimé à partir de rapport entre les coefficients de la série de Fourier qui représente la fonction Φ . En effet, comme Φ est périodique:

$$\Phi(\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Phi_n e^{-in\varphi} \quad \text{où: } \Phi_n = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Phi(\varphi) e^{in\varphi} d\varphi$$

Tout d'abord, nous pouvons constater que $\Phi_0 = 1/(2\pi)$. D'autre part, il est possible de voir que pour toute distribution gyrotrope, les coefficients d'ordre $n \neq 0$ seront nuls, tandis que pour des distributions non-gyrotropes $\Phi_{n \neq 0} \neq 0$.

Chaque coefficient est lié à une caractéristique de la distribution d'ions nouvellement créés: par exemple, Φ_0 se rapporte à la densité totale d'ions nouvellement créés, tandis que Φ_1 est responsable de la vitesse perpendiculaire moyenne, qui est non nulle pour le cas d'une distribution non gyrotrope. *Cao et al.*, ont donc utilisé le rapport entre deux coefficients afin d'estimer le degré de non gyrotropie de telle façon que si Φ_1/Φ_0 augmente, la non gyrotropie est plus accentuée.

En comparant ces courbes nous pouvons constater que la non gyrotropie pour le temps de diffusion le plus court ($\tau_d = T_c$) est la plus claire ($\Phi_1/\Phi_0 = 0.219$), en tant que la densité des ions nouvellement créés est plus petite, c'est qui équivaut à dire que seulement une petite partie des ions implantés appartient encore aux ions nouvellement créés (pas encore assimilés). D'autre part, lorsque $\tau_d \rightarrow \infty$, tous les ions implantés restent dans la même population que ceux nouvellement créés, mais la non gyrotropie

est plus faible ($\Phi_1/\Phi_0 = 0.063$). En conséquence, une forte interaction onde particule (τ_d petits) renforce la nongyrotropie.

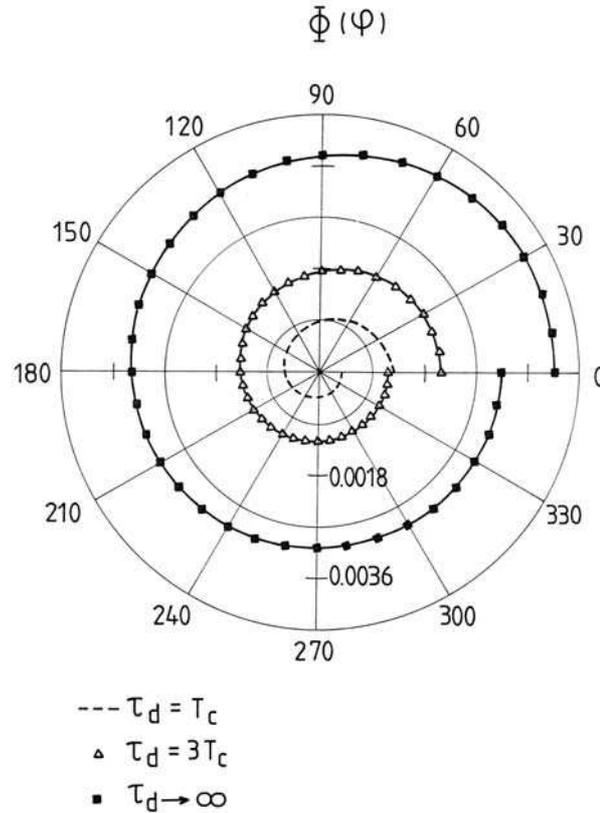


Figure IV.34. Distribution non gyrotropique des gyrophases des ions implantés pour $\tau_d = T_c$, $3T_c$, et ∞ [Cao *et al.*, 1995].

Après l'étude de la variation de la non gyrotropie en fonction du temps de diffusion, les auteurs ont analysé l'influence de la distance sur la non gyrotropie pour la valeur du temps de diffusion qui donne un meilleur accord avec les observations de la non gyrotropie: ($\tau_d = 3T_c$). Grâce à cette étude réalisée en amont de l'onde du choc, les auteurs ont conclu que la non gyrotropie devient de plus en plus forte au fur et à mesure que la densité augmente, c'est à dire lorsqu'on se rapproche de l'objet.

Cao *et al.* [1995] ont également étudié en utilisant la théorie linéaire les instabilités associées à ces distributions en anneaux non gyrotropes pour le cas d'une propagation parallèle. La Figure IV.35 montre les branches de dispersion associées aux modes gauches et droit pour une telle distribution nongyrotrope en propagation parallèle.

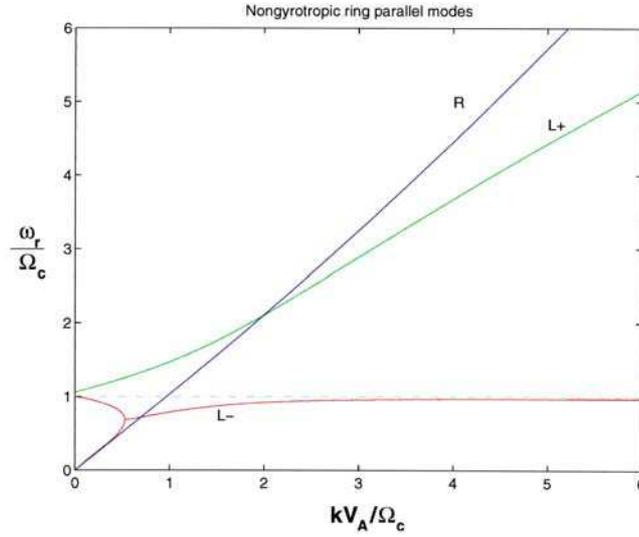


Figure IV.35. Diagramme de Brillouin (branches de dispersion) pour les modes issus d'une distribution en anneau non gyrotrope pour le cas d'une propagation parallèle.

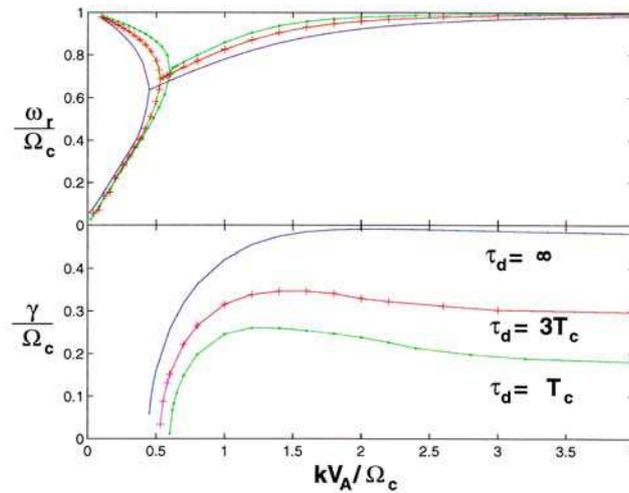


Figure IV.36. Fréquence réelle ω_r (panneau du haut) et le taux de croissance linéaire γ (panneau du bas) normalisés à Ω_c en fonction du nombre d'onde normalisé par Ω_c/V_A , pour $\tau_d = T_c$, $\tau_d = 3T_c$ et $\tau_d \rightarrow \infty$ à $t = 13:40$ SCET [Cao, 1996].

A partir des résultats issus des analyses de ces ondes, les auteurs se sont intéressés à l'étude du mode gauche L^- qui est le seul déstabilisé dans le cas d'un anneau pur ($\alpha_{BV} = 90^\circ$). La Figure IV.36 montre à nouveau la branche de dispersion associée à ce mode ainsi que le taux de croissance linéaire pour $\tau_d = T_c$, $\tau_d = 3T_c$ et $\tau_d \rightarrow \infty$ pour un plasma avec des caractéristiques compatibles avec les mesures de Giotto obtenues au même temps que dans le cas de la Figure IV.34. Pour le cas $\tau_d \rightarrow \infty$ (en absence de

perte par diffusion pour cette population en anneau) les valeurs du taux de croissance sont les plus élevées, mais il n'y a pas de maximum bien défini. D'autre part, pour le cas $\tau_d = T_c$ le maximum est bien défini, mais les valeurs du taux de croissance sont les plus petites. Les auteurs affirment que le maximum sur la courbe du taux de croissance est dû à la distribution non gyrotrope, tandis que la valeur du taux de croissance est liée à la densité d'ions implantés.

Cao et al. [1998] ont d'autre part étudié les propriétés des modes non gyrotropes en propagation oblique à partir du même modèle. La Figure IV.37 montre le taux de croissance en fonction du nombre d'onde dans le cas non gyrotrope et le cas gyrotrope (pour la même densité d'ions nouvellement créés) pour différents angles de propagation ($\theta_{kB} = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, \text{ et } 15^\circ$). Les auteurs ont observé que le taux de croissance maximum pour le cas non gyrotrope est plus petit que celui dans le cas gyrotrope. Ceci provient de la densité plus grande de l'anneau gyrotrope utilisé pour comparer où tous les secteurs de gyrophase contiennent le même nombre de particules que le secteur associé à $\varphi = 0$ (avec de plus $\tau_d \rightarrow \infty$). D'autre part, la différence entre les courbes pour les deux cas diminue lorsque θ_{kB} augmente.

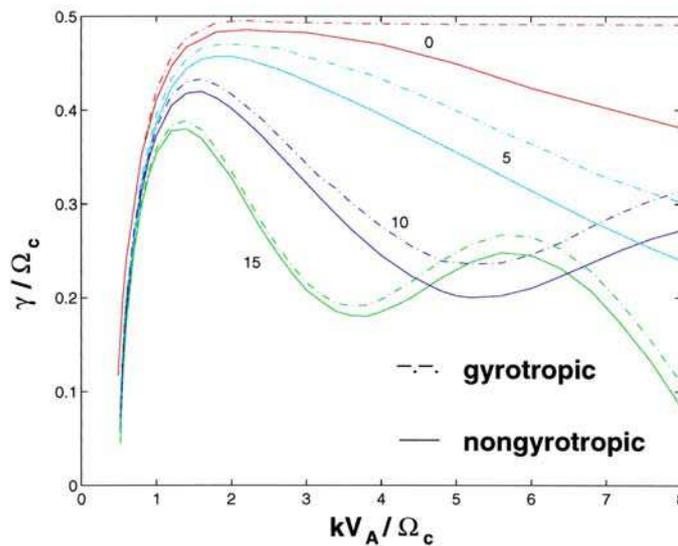


Figure IV.37. Taux de croissance linéaire γ normalisé à Ω_c en fonction du nombre d'onde normalisé par Ω_c / V_A , pour $\theta_{kB} = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, \text{ et } 15^\circ$ dans les cas gyrotrope et non gyrotrope à $t = 14:50$ SCET [*Cao et al.*, 1998].

Bien que l'interaction avec Mars ressemble à celle avec une comète faiblement active comme Grigg-Skjellerup dans le sens que des distributions non gyrotropes sont à anticiper pour les ions implantés, les résultats de cette étude autour de la comète G-S ne sont bien sûr pas applicables directement aux observations analysées précédemment dans ce chapitre. Tout d'abord, il s'agit d'une étude effectuée dans le cadre de la théorie linéaire, et il serait nécessaire de développer une théorie non-linéaire (au moins une théorie à l'ordre 2) pour étudier le couplage onde-particule. De plus, la méthodologie est réduite au cas de l'anneau pur ($\alpha_{BV} = 90^\circ$) parfaitement adapté à l'étude de G-S. Il serait donc nécessaire de l'étendre au cas général du faisceau-anneau (α_{BV} quelconque) ce qui serait beaucoup plus complexe. Enfin, ce qui n'est pas la moindre limitation, ce modèle s'applique à une source ponctuelle comme un noyau cométaire décrit avec une fonction source isotrope simple, alors que l'exosphère de Mars présente à l'évidence un caractère fortement anisotrope (en particulier pour l'oxygène).

Cependant, il est possible de contourner cette difficulté d'une théorie cinétique non linéaire complète en utilisant une description plus simplifiée. Une interprétation de la cohérence des signatures observées a été en effet proposée par *Sauer et al.*, [2003] dans le cadre de la description Hall MHD bi-ionique d'un plasma (Section I.2.3). En particulier, les auteurs ont étudié des structures stationnaires non linéaires pour un plasma homogène en équilibre.

Solitons. Afin de mieux comprendre ces structures bi-ioniques, nous allons tout d'abord décrire les caractéristiques des structures stationnaires unidimensionnelles se propageant de façon oblique par rapport au champ magnétique ambiant dans le cadre de la théorie MHD Hall mono-ionique (seule la population des protons, p , est considérée). Dans le cas à une dimension, si tous les paramètres dépendent d'une seule variable spatiale x , le champ magnétique étant situé dans le plan xz , les équations de continuité et de mouvement qui décrivent ces structures sont [*Sauer et al.*, 2003]:

$$\frac{d}{dx}(n_i v_{ix}) = 0 \quad (\text{IV.5})$$

où $i = p, e$. D'autre part, si nous considérons des électrons sans masse qui assurent la quasi-neutralité ($n_p = n_e$) ainsi qu'un courant nul en x ($j_x = 0$), nous aurons:

$$\begin{aligned}
m_p v_{px} \frac{dv_{px}}{dx} &= e(v_{py} - v_{ey})B_z - e(v_{pz} - v_{ez})B_y - \frac{1}{n_p} \frac{dp_e}{dx} \\
m_p v_{px} \frac{dv_{py}}{dx} &= e[-(v_{px} - v_{ex})B_z + (v_{pz} - v_{ez})B_x] \\
m_p v_{px} \frac{dv_{pz}}{dx} &= e[(v_{px} - v_{ex})B_y - (v_{py} - v_{ey})B_x]
\end{aligned} \tag{IV.6}$$

Si l'on cherche des structures stationnaires en changeant v_{px} par $v_{px} - U$, U étant la vitesse de propagation d'une telle structure dans le repère du plasma, et que l'on considère les conditions aux limites $n_p = n_{p0}$, $v_{px} = 0$, l'équation de continuité pour les ions (dans ce cas des protons) donne:

$$n_p(U - v_{px}) = n_{p0}U \tag{IV.7}$$

Le champ magnétique étant transporté par les électrons, nous avons, dans le cas stationnaire, en utilisant l'équation de continuité pour les électrons et la loi de Faraday:

$$v_{ex} = U \left(1 - \frac{n_{e0}}{n_e} \right) \tag{IV.8a}$$

$$v_{ey} = - \frac{U n_{p0}}{n_p} \frac{B_y}{B_x} \tag{IV.8b}$$

$$v_{ez} = - \frac{U}{B_x} \left(\frac{n_{p0}}{n_p} B_z - B_{z0} \right) \tag{IV.8c}$$

En utilisant les équations de mouvement pour les protons avec la condition $v_{px} = v_{ex}$, qui provient de la condition $j_x = e(n_p v_{px} - n_e v_{ex}) = 0$ et de la quasi-neutralité ($n_p = n_e$), associée à la loi d'Ampère, en considérant des électrons isothermes, et en normalisant les vitesses à la vitesse d'Alfvén, nous aurons pour les protons:

$$v_{px} = \frac{(B^2 - B_{z0}^2)}{2U} + \frac{\beta_e (n_e - 1)}{2U} \tag{IV.9a}$$

$$v_{py} = - \frac{B_x B_y}{U} \tag{IV.9b}$$

$$v_{pz} = - \frac{B_x (B_z - B_{z0})}{U} \tag{IV.9c}$$

où, B_0 est le champ non perturbé ($B_0^2 = B_{z0}^2 + B_{x0}^2$).

En remplaçant \mathbf{v}_p et \mathbf{v}_e dans la loi d'Ampère nous obtenons finalement les équations pour le champ magnétique:

$$\frac{dB_y}{dx} = \frac{1}{(U - v_{px})B_x} [(U^2 - B_{x0}^2)(B_z - B_{z0}) - U v_{px} B_z] \quad (IV.10)$$

$$\frac{dB_z}{dx} = \frac{B_y}{(U - v_{px})B_x} [U^2 - B_{x0}^2 - U v_{px}]. \quad (IV.11)$$

Les équations différentielles IV.10 et IV.11 forment avec les équations IV.7 et IV.9 un système fermé d'équations non linéaires couplées qui vont déterminer les solutions stationnaires. La linéarisation de ces équations autour de l'état d'équilibre donne des solutions du type $\exp(\kappa x)$. Les panneaux de droite sur la Figure IV.38 montrent les parties réelle et imaginaire de $k = -i\kappa$ en fonction de la vitesse U pour un angle entre la direction du vecteur d'onde et le champ magnétique ambiant $\theta = 80^\circ$ et pour $\beta_e = 3$. Les résultats qui suivent sont similaires pour une propagation quasi parallèle [Sauer, communication privée, 2003]. Les solutions du type exponentiel décroissant ou croissant apparaissent autour de $U = 0.15$. Les courbes de dispersion pour les modes qui se propagent ($\exp(-i\omega t - ikx)$) s'obtiennent en remplaçant U par ω/k et κ par ik (panneaux de gauche). Une séparation dans le diagramme entre le mode MHD intermédiaire (i) et le mode lent (s) marque le domaine des solutions exponentielles croissantes/décroissantes où des structures solitaires appelées "solitons" peuvent exister.

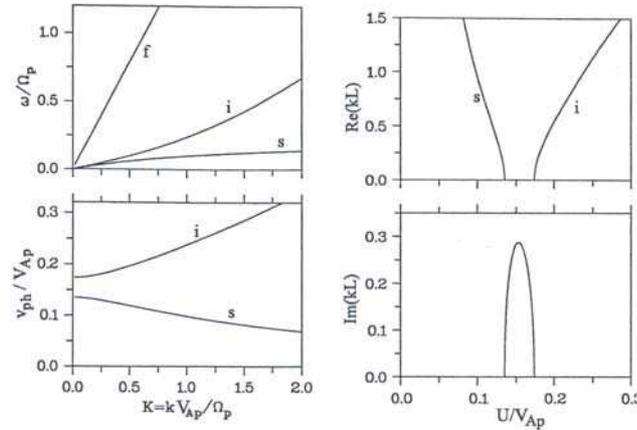


Figure IV.38. Courbes de dispersion pour des ondes non linéaires dans le cadre de la MHD Hall mono-ionique [Sauer et al., 2003].

Oscillitons. De la même manière que pour les simulations globales MHD bi-ioniques décrites dans la section I.2.3, nous allons considérer désormais deux populations d'ions: une population majoritaire associée aux protons du vent solaire (sous indice p) et une population minoritaire en l'occurrence représentée par des ions d'origine exosphérique (sous indice h), toutes les deux froides ($T_p = T_h = 0$). D'autre part, les électrons sont représentés comme un fluide sans masse qui assure la quasi-neutralité. En tenant compte de ces contraintes, le système d'équations différentielles non linéaires couplées qui décrivent les ondes stationnaires dans un plasma bi-ionique est le suivant (Voir les détails dans l'annexe):

$$\frac{dB_y}{dx} = -\mu_0 e (n_e v_{ez} - n_p v_{pz} - n_h v_{hz}) \quad (\text{IV.12})$$

$$\frac{dB_z}{dx} = \mu_0 e (n_e v_{ey} - n_p v_{py} - n_h v_{hy}) \quad (\text{IV.13})$$

$$\frac{dv_{py}}{dx} = \left[-B_z - \frac{n_p v_{pz} B_x}{U} + n_p B_{z0} \right] \quad (\text{IV.14})$$

$$\frac{dv_{pz}}{dx} = \left[B_y + \frac{n_p v_{py} B_x}{U} \right]. \quad (\text{IV.15})$$

Si comme précédemment on normalise les vitesses à la vitesse d'Alfvén, nous aurons:

$$A_{pp} \frac{dn_p}{dx} + A_{ph} \frac{dn_h}{dx} = W_p \quad (\text{IV.16})$$

où $W_{px} = A_p [(v_{py} - v_{ey})B_z - (v_{pz} - v_{ez})B_y]$ et A_{pp} , A_{ph} sont donnés dans l'annexe, plus une équation équivalente en permutant h et p.

Avec ces équations nous avons les relations complémentaires suivantes:

$$v_{ey} = -\frac{U(1+\alpha)n_{p0}}{n_e} \frac{B_y}{B_x} \quad (\text{IV.17})$$

$$v_{ez} = -\frac{U}{B_x} \left[\frac{(1+\alpha)}{n_e} n_{p0} B_z - B_{z0} \right] \quad (\text{IV.18})$$

$$v_{py} = -\alpha \mu v_{hy} - \frac{B_x B_y}{U} \quad (\text{IV.19})$$

$$v_{pz} = -\alpha \mu v_{hz} - \frac{B_x (B_z - B_{z0})}{U} \quad (\text{IV.20})$$

où α est le rapport entre les densités des populations h et p, et μ le rapport entre les masses.

Il est clair que le couplage entre les fluides p (protons) et h (ions lourds) est produit par l'écoulement différentiel entre les deux populations. Ceci génère des forces proportionnelles à:

$$(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i) \times \mathbf{B}, \text{ où: } i = p, h$$

Comme nous l'avons fait dans le cas précédent, la linéarisation de ces équations autour d'une situation non perturbée donne une solution du type $\exp(\kappa x)$. L'addition d'une deuxième population ionique modifie la dispersion des ondes magnétohydrodynamiques. La Figure IV.39 compare les relations de dispersion pour des ondes basse fréquence pour $\theta = 30^\circ$ dans le cas d'un plasma mono-ionique avec $\beta_e = 0$ (haut), $\beta_e = 3$ (milieu) et pour le cas d'un plasma bi-ionique où $\alpha = 0.2$ et $\mu = 10$ (bas). En plus du nouveau mode lié à la population h (appelé "mode hi" pour "heavy-ion"), le diagramme montre l'apparition d'une fréquence de coupure au-dessus de laquelle les ondes se propagent selon le mode rapide. En conséquence, il y aura des régions additionnelles où les modes du type soliton peuvent exister. D'autre part, le cercle dans le panneau du bas montre une région où il se produit un rapprochement entre les modes intermédiaire et rapide en forme de "gorge". Cette particularité va avoir des conséquences importantes sur le raisonnement qui suit.

La Figure IV.40 montre les solutions stationnaires du type $\exp(\kappa x)$ (où $\kappa = ik$) du système d'équations non linéaires bi-ioniques linéarisées pour des valeurs croissantes du rapport n_h/n_p ($\alpha = 10^{-5}$, 10^{-2} , 10^{-1} et $2 \cdot 10^{-1}$), μ étant égal à 4. Nous pouvons noter que pour $\alpha = 10^{-5}$ nous avons une situation similaire au cas mono-ionique avec une solution stationnaire exponentielle réelle ($\text{Im}(k) > 0$) pour $\text{Re}(k) = 0$ dans la région de séparation entre le mode intermédiaire et le mode lent autour de $U = 0.13$. Lorsque α augmente, le taux de croissance spatial pour cette solution $\text{Im}(k)$ décroît et l'intervalle de vitesses où le soliton peut exister se réduit, ce qui fait *in fine* diminuer l'amplitude du soliton. En même temps, une deuxième solution stationnaire du type exponentielle réelle apparaît autour de $U = 0.23$ dans la région de séparation entre le mode intermédiaire et le mode "hi" avec une fréquence de coupure $\omega^* = (n_p \Omega_h + n_h \Omega_p)/n_e$. Cette solution exclusivement liée à l'ajout d'une deuxième population ionique (le taux de croissance et

l'intervalle des valeurs de U associées augmente en fonction de α), correspond à $\text{Re}(k) \neq 0$, ce qui indique qu'en plus de la signature soliton apparaît une sous-structure oscillante due à cette partie réelle non nulle. A cause de cette composante oscillatoire ces structures bi-ioniques ont été appelées "oscillitons".

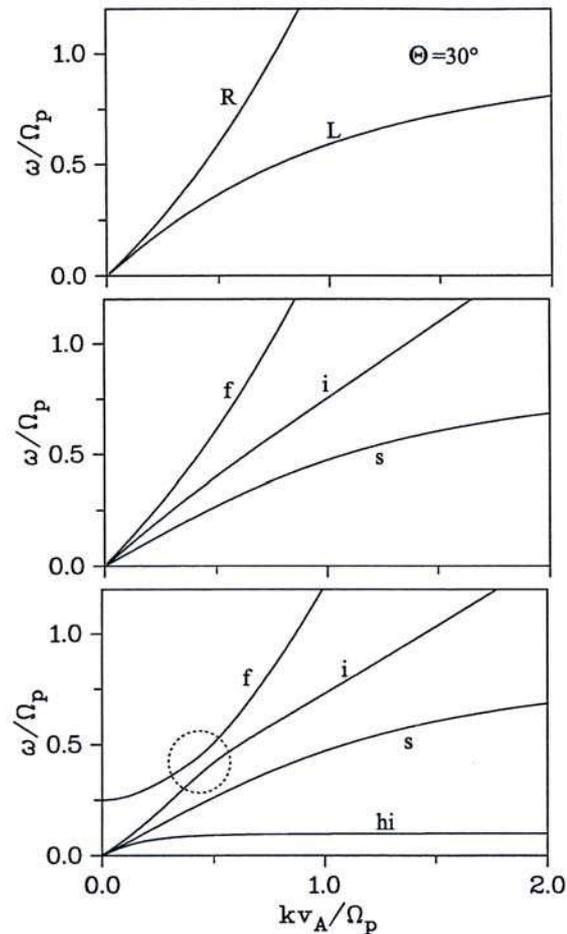


Figure IV.39. Dispersion des ondes basse fréquence dans un plasma froid d'électrons et de protons (en haut), un plasma d'électrons chauds ($\beta_e = 1$) et protons froids (panneau du milieu), et un plasma bi-ionique ($\alpha = 0.2$ et $\mu = 10$) (panneau du bas). L'addition d'une deuxième population ionique provoque l'apparition d'une fréquence de coupure et d'un nouveau mode. Le cercle marque un rapprochement entre le mode rapide et le mode intermédiaire où des solutions croissantes/décroissantes peuvent exister [Sauer *et al.*, 2003].

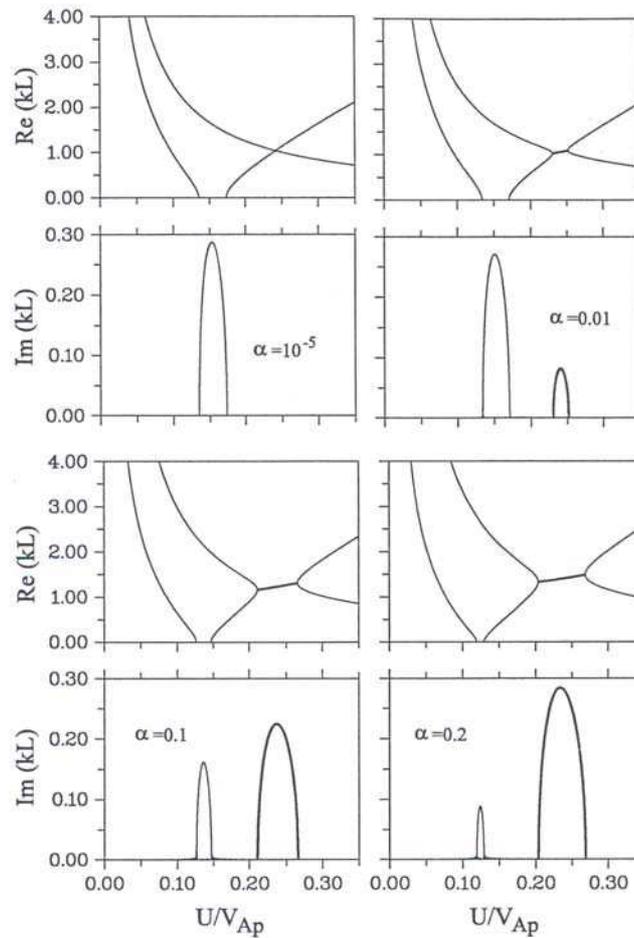


Figure IV.40. Solutions de la relation de dispersion pour des ondes stationnaires dans un plasma bi-ionique $k=k(U)$ pour différents rapports n_i/n_p ($\theta = 80^\circ$, $\beta_e = 3$; $\mu = 4$) [Sauer *et al.*, 2003]. Ces résultats sont similaires pour une propagation quasi parallèle [Sauer, *Communication privée*, 2003]

La Figure IV.41 montre une solution du système d'équations non linéaires pour un oscillon oblique [Sauer *et al.*, 2003], ce qui montre le couplage entre les deux populations ioniques et le champ magnétique. Ces oscillons ont une apparence similaire aux battements entre deux ondes sinusoïdales. En effet, ces structures non linéaires peuvent être décrites qualitativement comme des structures avec $k = k_1$ et $k = k_2$ où $k_{1,2}$ représentent les nombres d'onde des deux modes couplés par le trait dans la Figure IV.40. Mais le point qui est peut-être plus important est que la valeur des deux nombres d'onde est directement liée à la présence des séparations étroites en forme de "gorge" comme celle évoquée dans la description de la Figure IV.39. En conséquence,

ce type de structure est possible dans tout système avec des caractéristiques dispersives similaires.

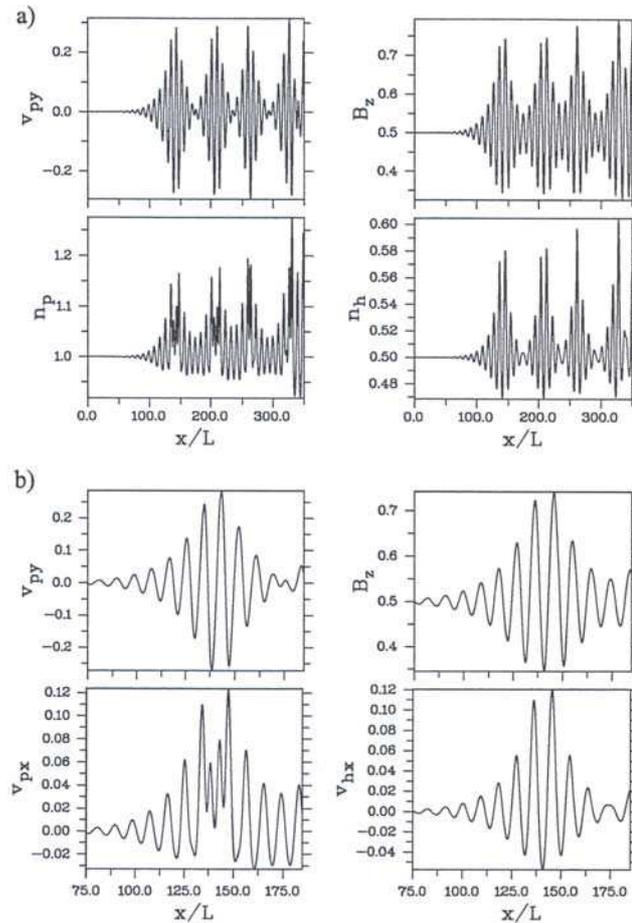


Figure IV.41. a) Structure d'un oscilliton obtenue à partir de deux espèces d'ions différentes ($\theta = 30^\circ$, $\beta_e = 0.5$; $U = 0.87$). b) Agrandissement sur l'une des structures [Sauer et al., 2003].

Sauer et al. [2002] affirment que les distributions non-gyrotropes des ions lourds (comme pour les comètes de faible activité) provoquent une séparation entre les modes rapide et intermédiaire qui présente cette forme de "gorge" y compris pour $\theta = 0^\circ$. Par exemple, Motschmann et al. [1997] ont montré, pour une population h de particules alpha dans un anneau non gyrotrope, que la non-gyrotropie sépare les branches supérieures des modes cinétiques droit et gauche. D'autre part, Sauer et al. [2001] ont trouvé des propriétés dispersives similaires dans des simulations avec deux populations d'une même espèce de températures différentes, un cas qui est applicable au problème de l'interaction entre les protons du vent solaire et des protons d'origine planétaire

comme dans le cas de Mars. La Figure IV.42.a) montre la structure magnétique d'un oscilliton comme conséquence du couplage entre deux populations de masses différentes tandis que la Figure IV.42.b) montre des structures générées dans un plasma contenant deux populations de protons qui possèdent différentes températures. D'autre part, une étude des propriétés tridimensionnelles du champ magnétique montre que l'oscilliton a une polarisation elliptique gauche dans le repère de la sonde.

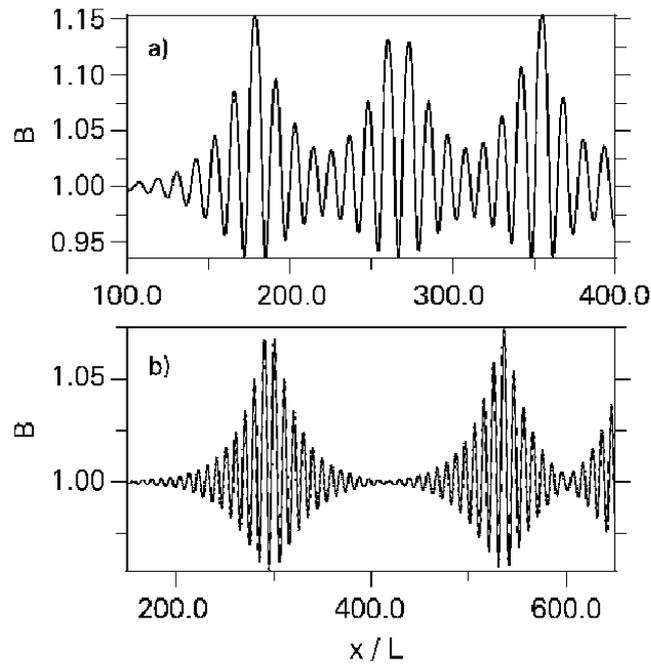


Figure IV.42.a) Structure d'un oscilliton obtenue à partir de deux espèces d'ions différentes b) obtenue à partir d'une même espèce (protons) avec deux températures différentes [Sauer *et al.*, 2003].

Pour une sonde spatiale autour de la source d'ions de population h , la fréquence apparente des oscillitons est proche de $\omega' = k U \cos(\phi)$ où ϕ est l'angle entre U et k . Le nombre d'onde des oscillitons étant de $\sim \omega^*/V_A$, où ω^* est proche de Ω_h la fréquence cyclotron de l'espèce h , si $n_h \ll n_p$ ω' vaudra:

$$\omega' \sim U \cos(\phi) \Omega_h / V_A. \quad (IV.21)$$

Enfin, puisque pour des ondes stationnaires dans le repère de la sonde $U \cos(\phi) \sim V_A$, nous aurons:

$$\omega' \sim \Omega_h.$$

Si la population h est constituée de protons, $\Omega_h = \Omega_p$, une valeur qui est compatible avec nos résultats.

Un aspect intéressant de ces structures non linéaires est qu'elles ont toujours besoin d'une onde "graine" à partir de laquelle elles puissent croître. Or, il n'y a pas de contrainte par rapport au type de micro-instabilité capable de les générer. Récemment, *Sauer and Dubinin*, [2003]. ont démontré que ces structures peuvent apparaître dans des systèmes linéairement instables, ce qui montre que la présence des "oscillitons" (même si la théorie actuelle de *Sauer et al.*, [2001] n'est pas capable de décrire leur étape de croissance) n'est pas incompatible avec l'excitation des ondes d'après la théorie linéaire.

L'autre avantage de cette approche est que ces structures apparaissent quelque soit la population d'ions ajoutée à celle des protons du vent solaire (ions du pré-choc, protons ou ions oxygène implantés, ou protons implantés puis réfléchis ensuite au niveau du choc) pourvu que les différences dans leur masse et/ou dans leur vitesse soient garantie [*Sauer et al.*, 2001].

De plus, cette approche est compatible avec certaines caractéristiques de la non gyrotropie. Les distributions non gyrotropes présentent par rapport au vent solaire une vitesse perpendiculaire moyenne non nulle. En conséquence, quel que soit l'angle et la nature de la fonction de distribution des ions implantés (faisceau aligné, faisceau-anneau ou anneau pur), cette population présentera toujours une vitesse relative par rapport à celle du vent solaire. D'autre part, des ions implantés comme les oxygène, possédant des rayons de giration dans le repère de l'objet central grands par rapport à la taille de la région d'interaction et par conséquent à l'échelle du gradient d'implantation, n'auront décrit qu'une partie de leur giration avant de produire de telles ondes et constitueront en quelque sorte dans l'espace des vitesses un faisceau perpendiculaire dans le repère du vent solaire.

Ceci n'est pas possible avec les modèles monofluides, puisqu'on suppose comme point de départ que la vitesse de la population des ions implantés relaxe rapidement vers celle du vent solaire [voir par exemple *Peyrard*, 1998]. Cette hypothèse n'est cependant pas satisfaite lorsque le rayon de giration des particules est comparable à la taille de la

région d'interaction comme dans le cas de Mars et des comètes faiblement actives comme Grigg-Skjellerup.

IV.1.2 Ondes raidies ("Steepened waves")

Les données MAG/ER en amont du choc martien ont permis l'identification d'autres types d'oscillations non-linéaires. Dans cette section nous allons décrire et interpréter ces observations, inédites pour le cas de Mars.

Observations. La Figure IV.43 montre une vue générale des données MAG / ER pour la partie "outbound" de l'orbite P245, citée dans le chapitre III (§ III.2, et III.3) en tant qu'exemple de traversée d'un choc quasi-parallèle.

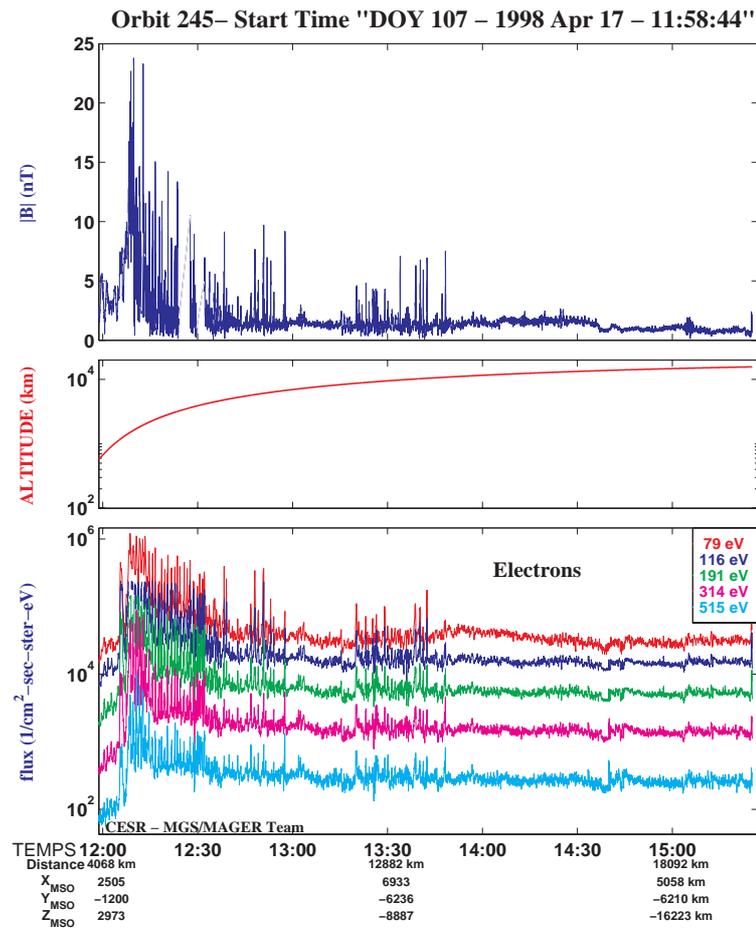


Figure IV.43. Données MAG/ER pour la partie "outbound" de l'orbite P245.

En effet, comme nous l'avons dit précédemment, la position du choc pour cette orbite est très incertaine sur les données magnétiques (entre $\sim 12:30$ et $\sim 13:30$ TU) à cause de la présence de fortes fluctuations visibles sur le champ magnétique ainsi que sur les flux d'électrons. Néanmoins, les spectres des électrons permettent de constater qu'avant $12:30$ TU la sonde se trouve sans aucun doute dans la magnétogaine où l'on continue à observer les fluctuations (voir §III.3). D'autre part, des fortes fluctuations, à priori similaires, sont présentes aussi plus en amont du choc, entre $\sim 13:20$ et $\sim 13:50$ TU.

Une vue plus en détail des composantes et de la magnitude du champ magnétique en amont du choc ($13:20:10 - 13:21:21$ TU) est montrée sur la Figure IV.44. Nous pouvons noter que les oscillations, visibles sur toutes les composantes du champ, ont une grande amplitude (autour de 4 nT sur $|\mathbf{B}|$), sont quasi-périodiques ($T \sim 1$ min) et possèdent une forme qui ressemble à une sinusoïde raidie où le bord plus raide ou front de l'onde est toujours situé à droite. La polarisation de ces ondes est linéaire la plupart du temps (direction de \mathbf{B} stable), mais près du front de l'onde des rotations très brutales ont lieu.

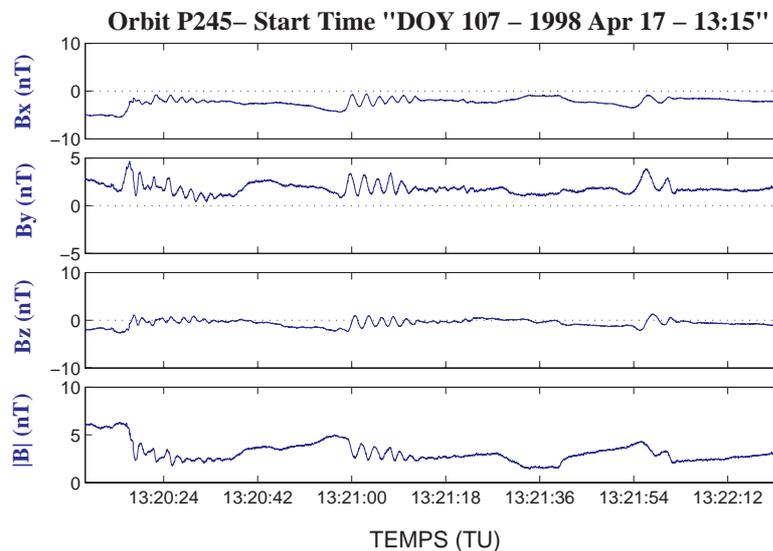


Figure IV.44. Données MAG haute résolution montrant des ondes raidies avec un train d'onde à plus haute fréquence du côté du front de l'onde, toujours situé à droite (données à haute résolution).

La Figure IV.44 montre en détail la structure de ces oscillations raidies. Pour cet intervalle, la période entre deux fronts d'onde consécutifs est de ~ 43 s, une valeur qui

coïncide avec celle de la fréquence cyclotron des protons obtenue à partir du champ magnétique ambiant corrigé. D'autre part, des trains d'ondes à une plus haute fréquence apparaissent à droite du front de l'onde raidie.

Le détail du paquet d'ondes détecté à 13:21:00 TU est montré sur la Figure IV.45. Il s'agit d'ondes apparemment quasi-sinusoïdales dont l'amplitude décroît à mesure qu'on s'éloigne du front de l'onde de basse fréquence raidie. Leur fréquence se situe autour de 0.4 Hz pour cet exemple.

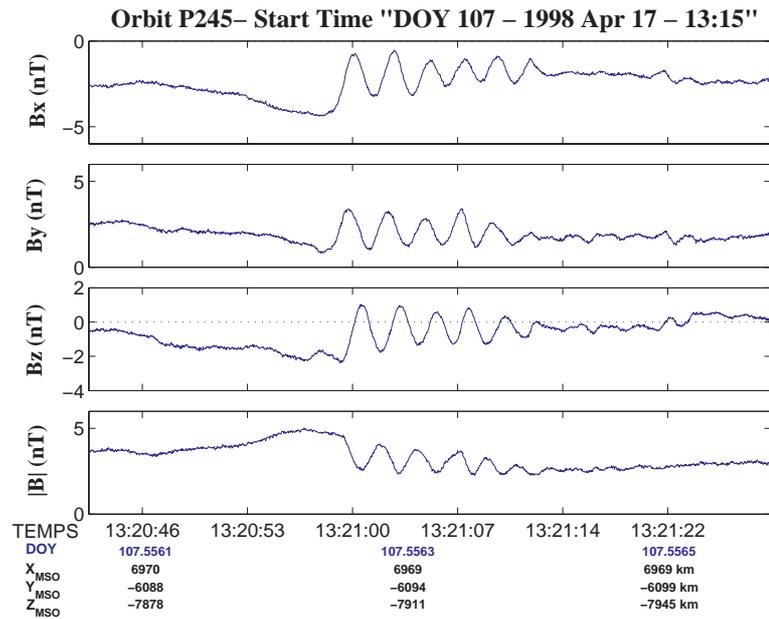


Figure IV.45. Détail du train d'onde associé à l'onde raidie (données à haute résolution).

Un spectre dynamique de Fourier des données magnétiques corrigées ($\delta t = 0.75s$) nous permet de comparer la fréquence des ondes raidies par rapport à la fréquence de giration des protons tout le long de l'intervalle de mesure en amont du choc. La Figure IV.46 montre un spectrogramme pour la composante B_y ainsi que la valeur de Ω_p . Tout d'abord, nous repérons les deux régions où les ondes raidies sont présentes: la première, proche du choc (entre 12:30 et 13:00 TU), et la deuxième autour de 13:30 TU. Dans ces deux régions, le spectre est plus large qu'ailleurs. Pourtant, un signal qui concorde avec Ω_p est présent tout le long du trajet, ce qui montre que la fréquence associée aux ondes de basse fréquence raidies est la fréquence de giration des protons. Cette caractéristique est présente également dans les autres orbites où les ondes raidies sont observées.

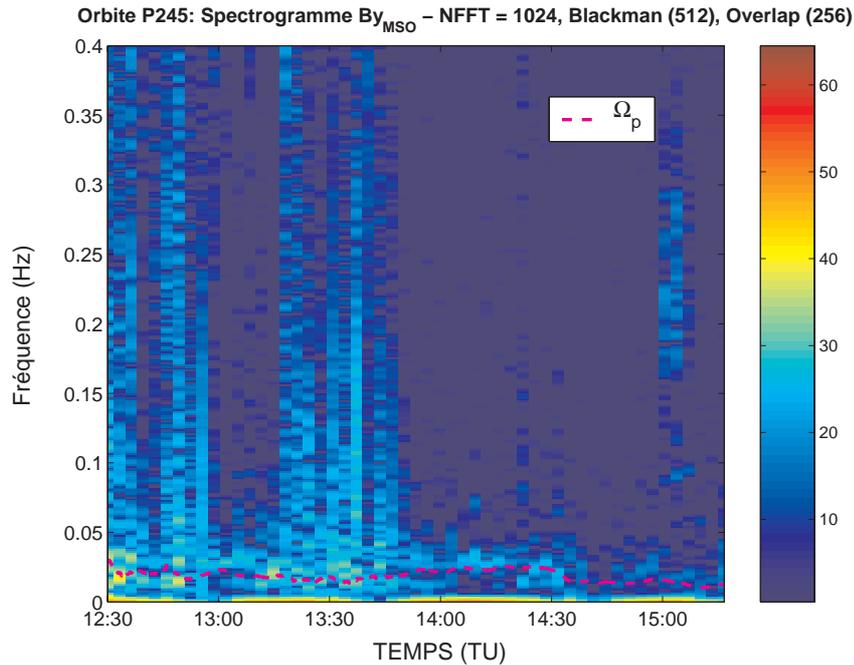


Figure IV.46. Spectrogramme de la composante B_y du champ magnétique. La fréquence cyclotron des protons est montrée en magenta.

Les oscillations sur les composantes du champ magnétique ainsi que sur le flux d'électrons entre 80 et 520 eV (intervalle 12:45 – 12:55 TU) sont montrées sur la Figure IV.47. Il est possible de constater que les variations des flux d'électrons sont corrélées avec les valeurs de magnitude du champ magnétique (dans la Figure IV.47 nous ne montrons qu'une gamme réduite d'énergie pour des raisons de clarté). Ceci est vrai également pour toutes les énergies > 10 eV dans les limites imposées par la résolution temporelle de ces dernières. En conséquence, nous pouvons en déduire que la densité totale d'électrons N_e est corrélée avec $|\mathbf{B}|$, une caractéristique distinctive du mode magnétosonore rapide. De plus, au niveau des fronts de raidissement du champ magnétique on observe une très forte augmentation des flux d'électrons pour toutes les énergies. Ceci est dû à l'accélération par le champ électrique parallèle lié au gradient de $|\mathbf{B}|$. Cette augmentation est en particulier très forte (parfois plus d'un facteur ~ 10) pour les énergies entre ~ 80 et 300 eV. Ceci est particulièrement intéressant car les sections efficaces d'ionisation par impact d'électrons sont maximales aux alentours de 100 eV en particulier pour l'oxygène [Thompson et al., 1995; Shah et al., 1987; Straub et al., 1996]. Il est donc possible que le taux de production d'ions implantés soit localement augmenté par la présence de ces structures non linéaires. Cette addition d'ions

nouvellement créés supplémentaires peut jouer un rôle dans les micro-instabilités locales.

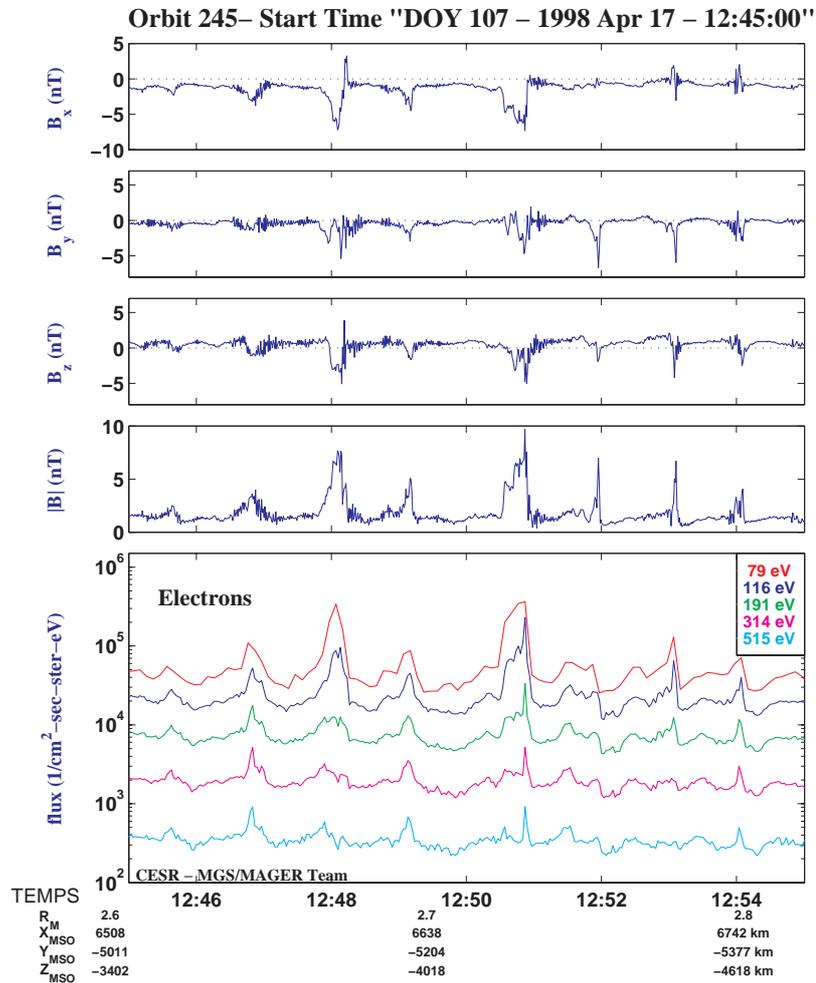


Figure IV.47. Données MAG/ER pour l'intervalle 12:45 – 12:55 TU dans l'orbite P245 qui montrent des oscillations fortement non linéaires. La magnitude du champ magnétique est clairement en corrélation avec les flux d'électrons dans la limite de la résolution temporelle des données ER.

D'autre part, un spectrogramme en ondelettes appliqué à la magnitude du champ magnétique (Figure IV.48) permet de montrer que la période des ondes dans chaque paquet de haute fréquence décroît en fonction de la distance au front de l'onde. En effet, à partir de 13:21:00 TU les maxima de puissance spectrale ont lieu à des échelles de plus en plus petites (de 0.3 à 0.5 Hz) à mesure qu'on s'éloigne du front d'onde raidie.

Cette diminution sur la période de ces ondes est observée pour d'autres événements (Figure IV.49), tandis qu'une décroissance linéaire de l'amplitude est observée de façon simultanée. En effet, à mesure qu'on s'éloigne de front de

raidissement, la période des oscillations décroît de 2.2 à 1.2 secondes entre 13:38:58 et 13:39:04 TU. Ces dernières ne sont donc pas monochromatiques malgré leur apparence très cohérente.

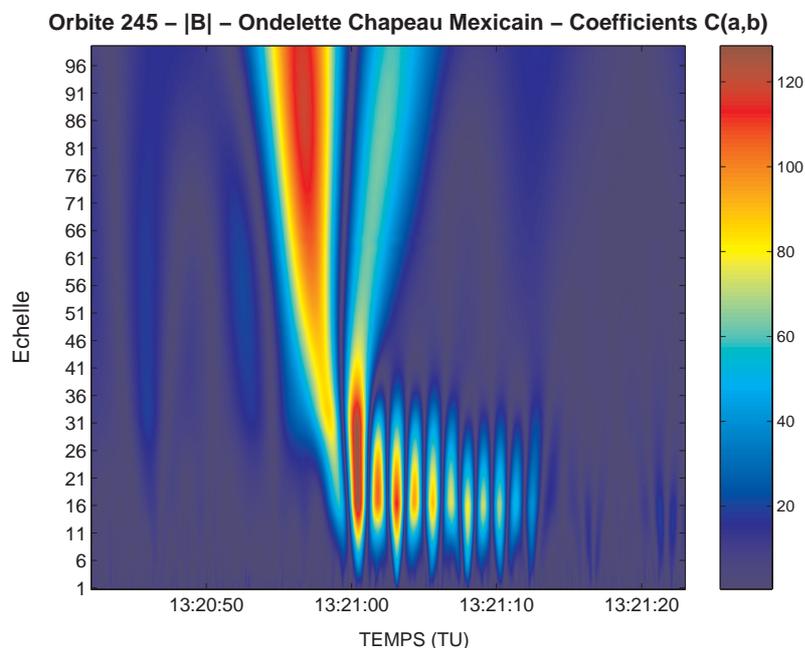


Figure IV.48. Transformée en ondelettes de $|B|$ pour l'intervalle 13:20:42 – 13:21:23 TU. L'intervalle en échelle $a = 1-99$ correspond à un intervalle en fréquence qui va de 8 à 0.08Hz respectivement.

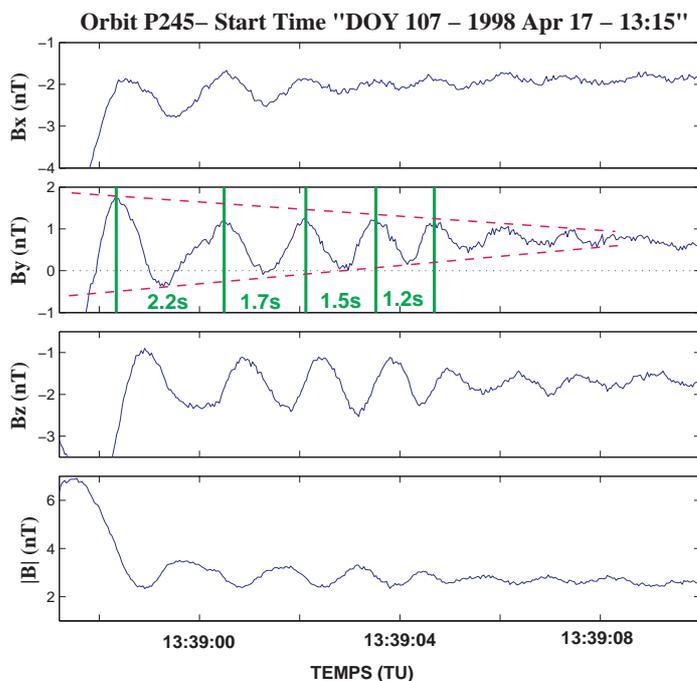


Figure IV.49. Décroissance de la période des ondes à plus haute fréquence associées aux ondes raidies.

Ces mêmes caractéristiques ont été observées pour d'autres orbites de MGS, comme le montre la Figure IV.50. Les oscillations de \mathbf{B} montrent par rapport à l'exemple précédent la persistance d'un caractère plus sinusoïdal (pour cette orbite, la période cyclotron des protons est de ~ 33 s ce qui correspond encore à la période observée) mais dans le même temps des paquets de haute fréquence très bien définis et de très grande amplitude. La Figure IV.51 montre le détail d'un de ces paquets.

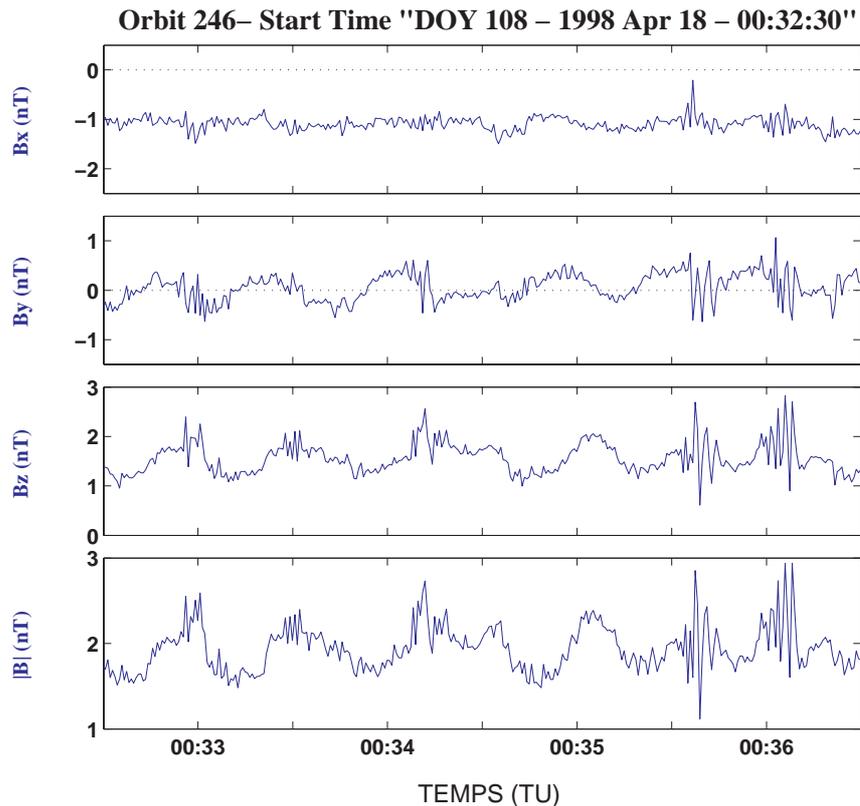


Figure IV.50. Un autre exemple d'ondes raidies avec des paquets à haute fréquence associés.

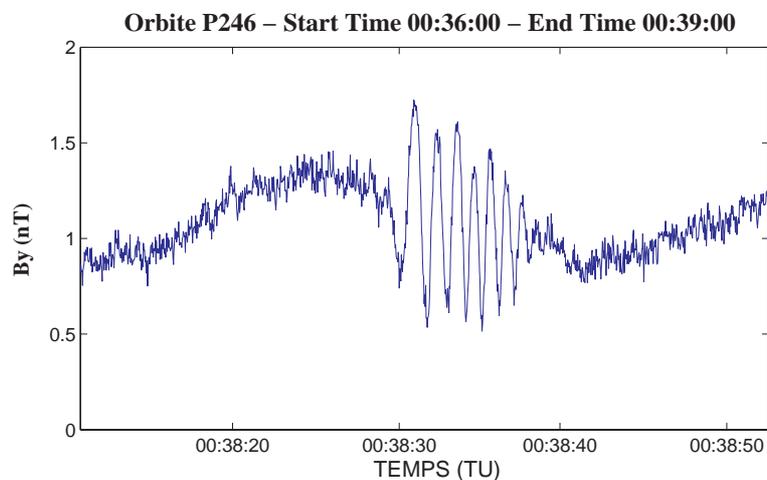


Figure IV.51. Détail à haute résolution temporelle montrant un paquet d'ondes.

Une analyse MVA des ondes à plus haute fréquence associées aux paquets est très utile afin de déterminer leur polarisation ainsi que la direction de leur vecteur d'onde. La Figure IV.52 montre les composantes du champ magnétique dans le repère d'axes propres obtenues pour l'intervalle 00:38:31 – 00:38:38 TU dans l'orbite P246, ainsi que deux hodogrammes montrant les composantes B1, B2 et B2, B3. Tout d'abord, nous repérons une très bonne détermination du vecteur d'onde ($\lambda_2/\lambda_3 = 34.6$). Il s'agit donc d'ondes planes polarisées circulairement à gauche. En ce qui concerne la direction du vecteur d'onde, on trouve une direction de $50.6^\circ \pm 1.7^\circ$ par rapport au champ magnétique moyen correspondant à l'intervalle (calculé à partir des données corrigées) ce qui montre le caractère fortement oblique de la propagation de ces paquets d'ondes. Il est intéressant de noter que les ondes dans le paquet provoquent une réorientation du champ magnétique (hodogramme (B1, B2)), ainsi qu'une réduction sur le module de façon à atteindre les valeurs de champ dans la région non perturbée.

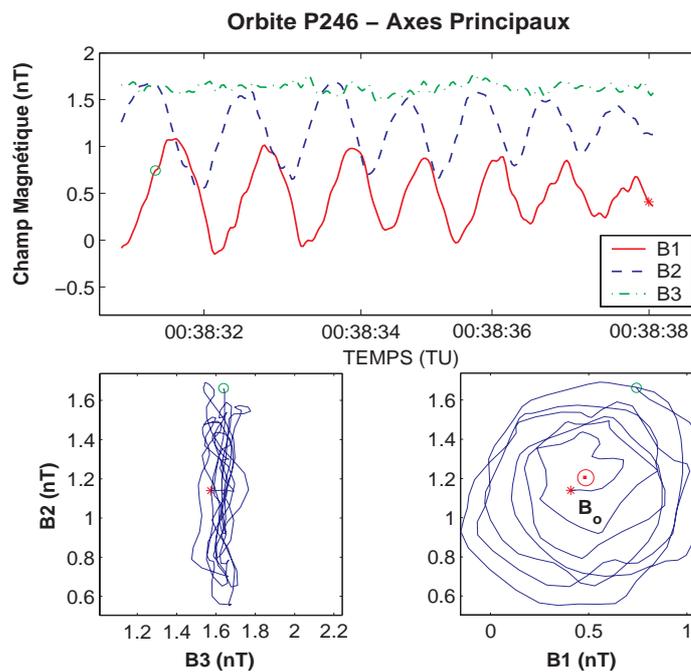


Figure IV.52. Composantes du champ magnétique dans le repère d'axes principaux de variance pour l'intervalle (00:38:31 – 00:38:38 TU) dans l'orbite P246 et hodogrammes montrant les plans (B2,B3) et (B2,B1).

Interprétation. Les caractéristiques des ondes raidies sont compatibles avec les caractéristiques du mode magnétosonore rapide. En effet, la présence de ce type d'ondes

de grande amplitude est susceptible de générer la structure raidie qu'on observe dans les profils de champ magnétique.

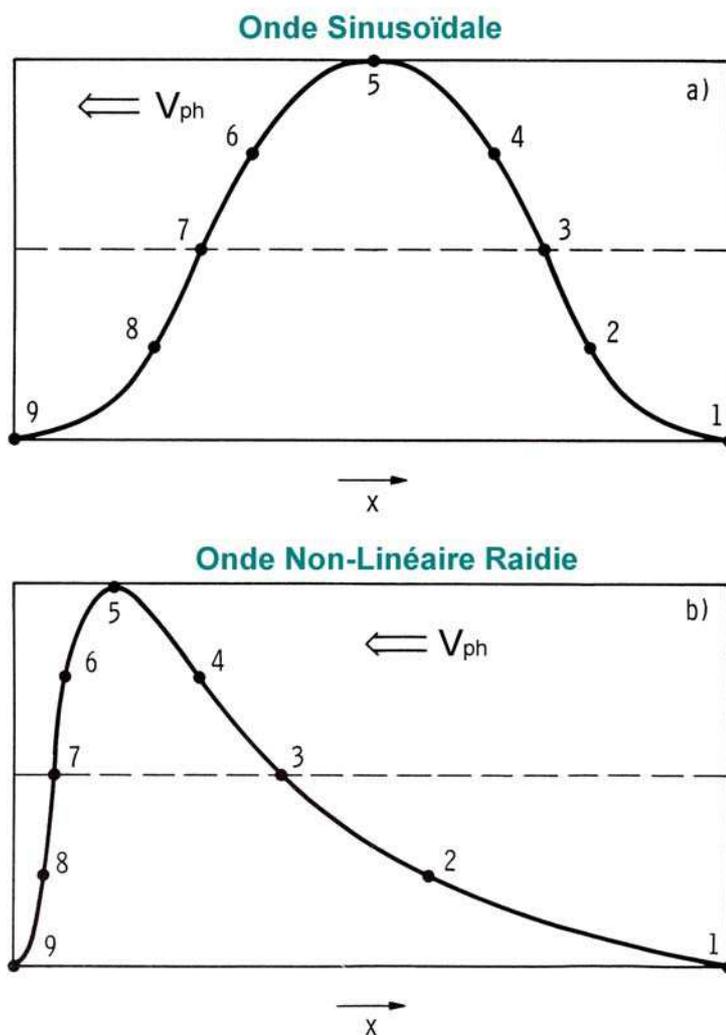


Figure IV.53. Schéma qui décrit le phénomène de raidissement d'une onde initialement sinusoïdale qui se propage vers la gauche [d'après *Tsurutani et al.*, 1987].

Supposons une onde électromagnétique sinusoïdale dans un plasma isotrope. Lorsque l'amplitude de l'onde n'est pas trop grande (Figure IV.53a), la théorie linéaire est applicable et prédit que la vitesse de phase V_{ph} ne dépend que de la fréquence ω et du nombre d'onde k de la façon $V_{ph} = \omega / k$ et les points (1, 2, ..., 9) ont tous la même vitesse. Or, lorsque l'amplitude dépasse une certaine valeur de seuil, les effets non linéaires sont importants et V_{ph} devient dépendante de l'amplitude de l'onde. La valeur du seuil est fixée comme la valeur maximale de l'amplitude pour laquelle l'onde n'excite

pas des harmoniques supérieures (2k, 3k, etc.) qui déforment sa forme [Dawson *et al.*, 1973]. Si ce seuil est dépassé, la vitesse de phase dépendra de la magnitude de la perturbation locale qui sera une fonction de la phase. Ainsi, V_{ph} sera maximale au niveau de la crête de l'onde (point 5), tandis que elle sera inférieure pour les points de part et d'autre, avec des valeurs minimales au niveau des creux (points 1 et 9) et donc (5) va essayer de rattraper (9). La présence des différentes valeurs de V_{ph} est à l'origine du phénomène de raidissement. En conséquence, la forme de l'onde va s'altérer de façon compatible à l'apparition des harmoniques supérieures de k (Figure IV.53b) qui se déplaceront à des vitesses différentes à cause du caractère dispersif du milieu. Dans l'étape ultime de raidissement, le front d'onde deviendra presque vertical comme dans la Figure IV.47.

Le raidissement est une conséquence d'une interaction du type onde–onde dans laquelle interviennent les différentes harmoniques de l'onde initiale. D'après la théorie MHD, le taux de raidissement γ_s d'une onde à la fréquence ω qui se propage à un angle θ_{kB} est [Tsurutani *et al.*, 1987]:

$$\frac{\gamma_s}{\omega} = \frac{\delta\rho}{\rho} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[\frac{(\gamma - 1)V_A^2 V_S^2 \sin^2(\theta_{kB}) + (V_{ph}^2 - V_S^2)^2}{V_A^2 V_S^2 \sin^2(\theta_{kB}) + (V_{ph}^2 - V_S^2)^2} \right] \right\} \quad (IV.22)$$

où γ est le rapport entre les chaleurs spécifiques, V_A la vitesse d'Alfvén, V_S la vitesse du son et ρ la densité du plasma. Il peut être démontré que pour toute valeur de V_A , V_S et θ_{kB} la quantité entre crochet va varier entre $(\gamma + 1)/2$ et $3/2$ et donc γ_s sera contrôlée principalement par la variation en densité. En conséquence on devra s'attendre à avoir un raidissement rapide pour les ondes compressives à grande amplitude.

Les ondes peuvent se propager vers ou depuis le soleil dans le repère du plasma à des vitesses plus grandes ou plus petites que la vitesse du vent solaire. Ces quatre cas sont montrés dans la Figure IV.54. Pour le mode rapide, le raidissement a lieu au niveau du front de l'onde. De ces quatre cas possibles, seul le cas (a) est compatible avec les observations de MGS. Ainsi, les ondes se propagent vers le soleil avec une vitesse $V_{ph} < V_{vs}$. Par conséquent, ces ondes sont générées en amont de la sonde et puis ramenées par

l'écoulement du vent solaire, en ayant dans le repère de la sonde une polarisation contraire à celle dans le repère du vent solaire.

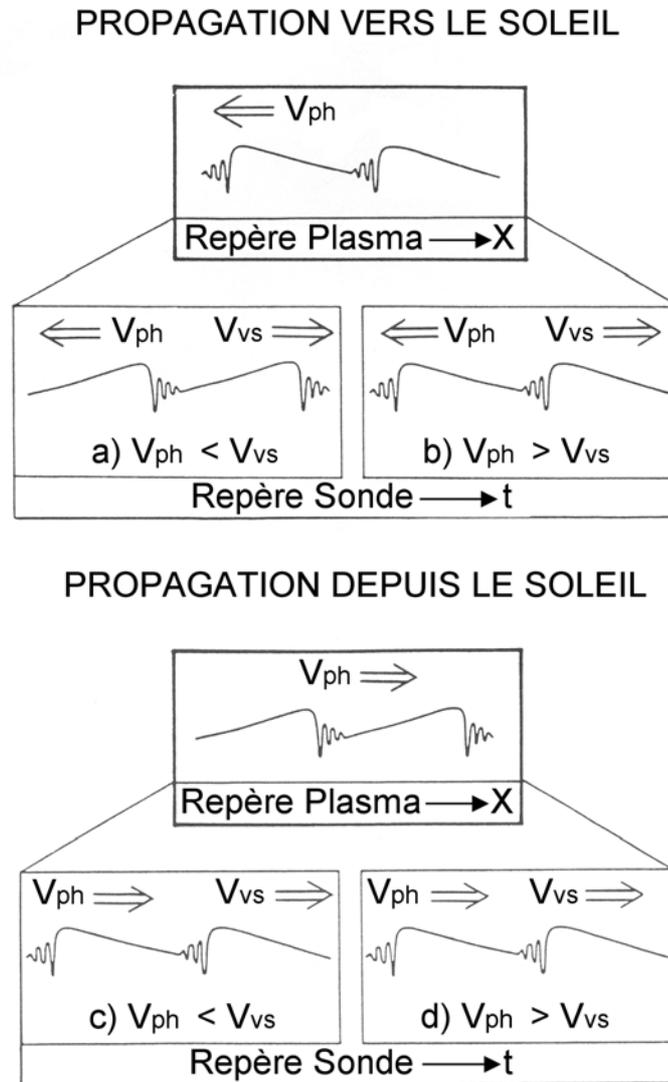


Figure IV.54. Différents types de propagation pour une onde magnétosonore raidie dans le repère du vent solaire et dans celui de la sonde: a) des ondes se propageant vers le soleil avec une vitesse de phase $V_{ph} < V_{vs}$; b) le même sens de propagation mais avec $V_{ph} > V_{vs}$; c) des ondes se propageant depuis le soleil avec $V_{ph} < V_{vs}$; d) le même sens de propagation mais avec $V_{ph} > V_{vs}$ [d'après *Tsurutani et al.*, 1987].

Si les ondes sont circulairement polarisées avant le raidissement le changement en vitesse de phase va transformer l'oscillation sinusoïdale en l'étirant de façon à ce qu'elle ait une polarisation quasi-linéaire pendant la majeure partie de la période.

Ensuite cette portion linéairement polarisée est suivie par une rotation rapide du côté du front du raidissement. Le sens de cette rotation rapide est gauche dans le repère du satellite, mais à cause de l'effet Doppler elle sera droite dans le repère du vent solaire. Ceci est tout à fait compatible avec la propagation d'une onde magnéto-sonore rapide vers le soleil.

D'autre part, l'analyse MVA nous permet de caractériser les ondes à plus haute fréquence contenues dans les paquets situés à côté des fronts de raidissement. La Figure IV.55. montre un schéma empirique tridimensionnel qui permet de voir la structure d'un de ces paquets. Au début, la valeur du champ magnétique au niveau du front de raidissement est \mathbf{B}_w qui diffère significativement de la valeur non perturbée finale \mathbf{B}_0 . Le champ magnétique associé au paquet d'ondes forme ainsi une spirale centrée sur \mathbf{B}_0 qui décroît en amplitude et qui sert à réorienter le champ magnétique vers la valeur finale.

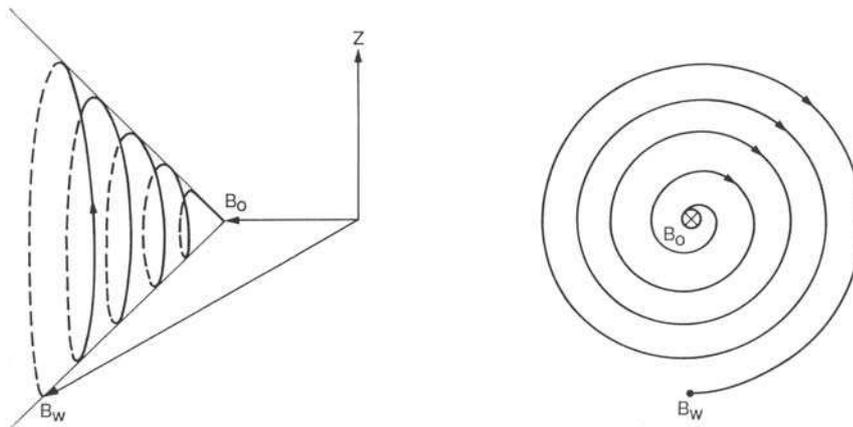


Figure IV.55. Polarisation des ondes sifflement dans le repère du vent solaire [Tsurutani et al., 1987].

Le fait que les paquets à plus haute fréquence apparaissent toujours attachés implique que ceux-ci doivent avoir une vitesse de groupe comparable à celle du front de raidissement de l'onde magnéto-sonore. Ainsi, cette vitesse sera plus petite que la vitesse du vent solaire et nous observerons dans le repère de la sonde une polarisation opposée à celle dans le repère du vent solaire. Comme la polarisation dans le repère de la sonde est toujours gauche, la polarisation dans le repère du vent solaire sera droite, ce qui coïncide avec le mode sifflement pour des fréquences au-dessus de Ω_p . Si ces ondes, correspondent au mode sifflement elles seront caractérisées par une relation de

dispersion du type $\omega \propto k^2$. La vitesse de phase $V_{ph} = \omega/k$ sera donc proportionnelle à $\omega^{1/2}$, en entraînant plus loin de leur source les composantes à plus haute fréquence, ce qui coïncide avec les observations si elles sont effectivement émises au niveau du front de raidissement. D'autre part, cette signature est complètement différente de celle des ondes sifflement présentées dans le chapitre III [c.f. § III.1 et Figure III.7] et qui apparaissent superposées sur une onde à Ω_p . Malheureusement, l'analyse globale statistique de *Brain et al.*, [2002] n'a pas permis de distinguer ces deux types d'ondes de mode sifflement.

Il s'agit de la première fois que des ondes présentant ces caractéristiques sont identifiées autour de Mars. Cette même signature a été observée autour de la Terre dans la région du pré-choc [e.g. *Hoppe et al.*, 1981; *Lucek et al.*, 2002] (Figures IV.56a,b), mais aussi autour de la comète Giacobini Zinner (G-Z) [*Tsurutani et al.*, 1987] (Figure IV.57).

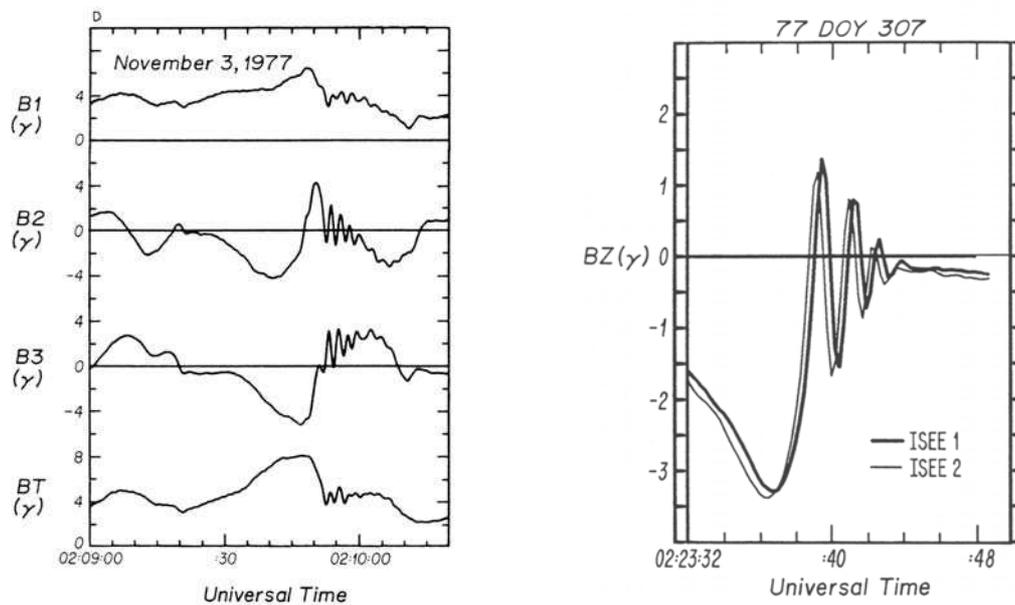


Figure IV.56a. Ondes magnétosonores/sifflement dans le pré-choc de la Terre [*Hoppe et al.*, 1981].

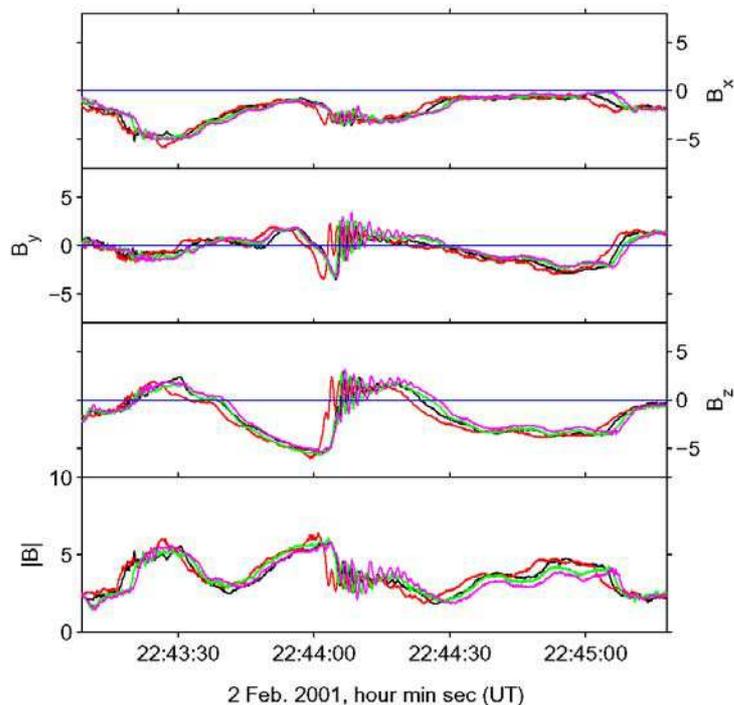


Figure IV.56b. "Shocklet" dans le pré-choc de la Terre observé par les quatre satellites Cluster [Lucek et al., 2002].

Dans le cas des observations dans le pré-choc de la Terre, les ondes raidies de structure monolithique (très évoluées), de durée courte (~ 10 s dans le repère de la sonde) où l'amplitude dépasse 2.5 fois la magnitude du champ ambiant reçoivent le nom de SLAMS (de l'anglais "Short Large Amplitude Magnetic Structures") [Lucek et al., 2002]. Parfois, les SLAMS présentent un train d'onde sifflement sur le front de raidissement. D'autres observations [e.g. Schwartz et al., 1992] ont montré des ondes raidies à plus basse amplitude avec un train sifflement, normalement appelées "shocklets", à cause de leur ressemblance avec les profils des chocs quasi-parallèles. Ces deux types d'ondes sont effectivement présentes autour de Mars: la Figure IV.45 montre un exemple de "shocklet", tandis que dans la Figure IV.47 nous observons des exemples de SLAMS. D'autre part, il est intéressant de noter la grande amplitude des paquets observés dans le cas de Mars (voir par exemple les Figures IV.50 et IV.51), par rapport au cas de la Terre, le maximum d'amplitude du paquet dépassant parfois même celle de l'onde magnéto-sonore.

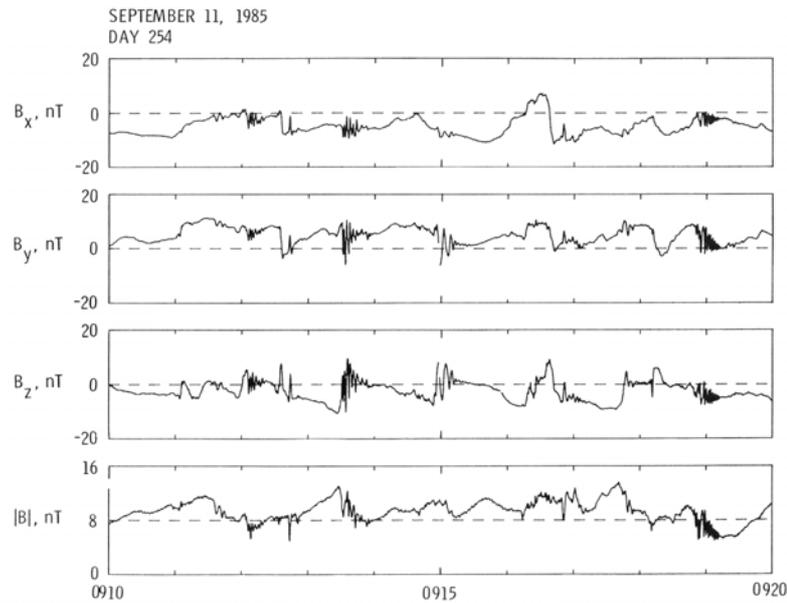


Figure IV.57. Ondes magnéto-sonores/sifflement autour de la comète Giacobini-Zinner [Tsurutani *et al.*, 1987].

Les observations autour des comètes sont particulièrement intéressantes puisque la fréquence des ondes magnéto-sonores raidies coïncide avec la gyrofréquence d'ions implantés (en l'occurrence la fréquence de giration des ions dits "du groupe de l'eau") ce qui est équivalent aux observations à Ω_p pour le cas de Mars. La Figure IV.57 montre les composantes cométo-centriques écliptiques CSE du champ magnétique mesuré par la sonde ICE en amont de l'onde de choc de la comète GZ. Des ondes raidies de grande amplitude accompagnées de paquets sifflement sont clairement visibles sur les données.

La Figure IV.58 compare en détail la structure des paquets sifflement pour la comète GZ et pour Mars. Dans les deux cas, on observe une décroissance linéaire de l'amplitude qui accompagne une décroissance dans la période des ondes à partir du front de raidissement. Tsurutani *et al.*, [1989] ont discuté la nature de la décroissance de l'amplitude de ces ondes. L'absence d'une décroissance exponentielle [Gary and Mellott, 1985] permet d'affirmer que celle-ci n'est pas due en principe à l'amortissement Landau électronique.

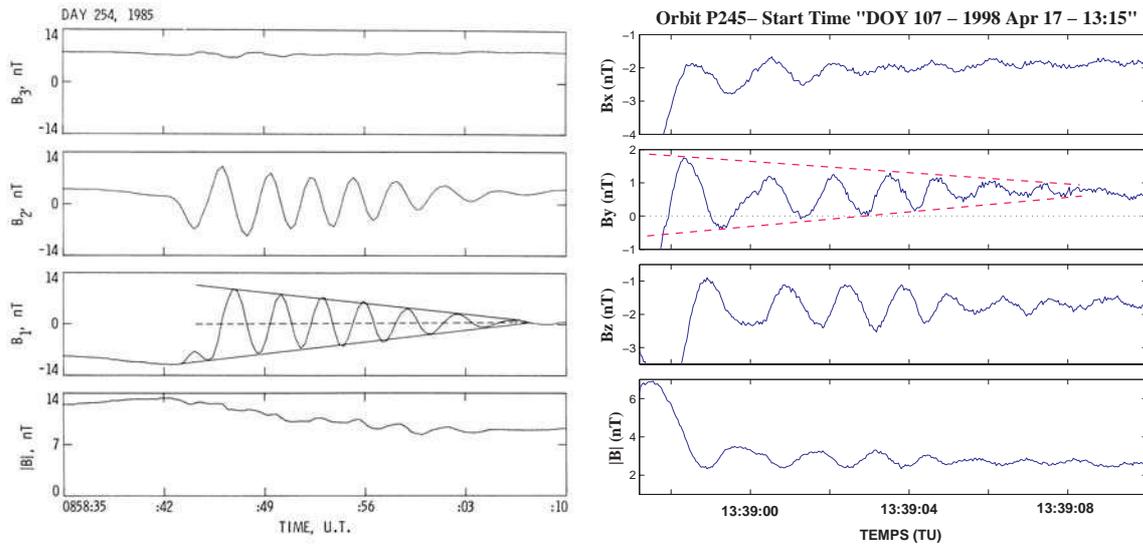


Figure IV.58. Comparaison ondes magnétosoniques/sifflement autour de la comète Giacobini-Zinner et autour de Mars.

La Figure IV.59 montre les hodogrammes du champ magnétique pour un exemple de paquet d'ondes obtenu par *Tsurutani et al.*, [1989]. La similitude avec les hodogrammes obtenus dans la Figure IV.52 est flagrante.

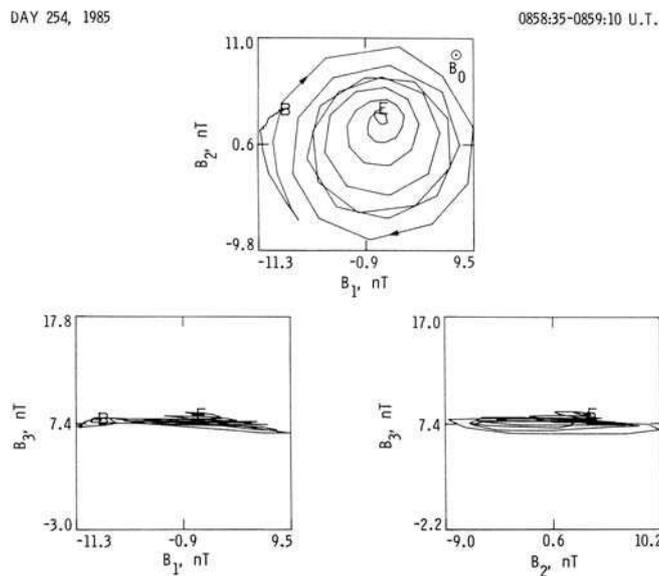


Figure IV.59. Hodogrammes montrant la polarisation des paquets sifflement autour de la comète Giacobini-Zinner [*Tsurutani et al.*, 1989]. Les lettres B et E marquent respectivement le début et la fin de la série temporelle analysée.

L'explication la plus plausible de l'origine de ces signatures est celle présentée par *Omidi and Winske* [1988] à l'occasion des observations autour de la comète Giacobini-Zinner. Ces auteurs ont fait des simulations hybrides dans lesquelles on injecte des ions implantés d'origine cométaire (H^+) sous la forme d'un faisceau. Cette distribution génère par résonance cyclotron des ondes qui correspondent au mode droit, qui raidissent par la suite. Finalement, des paquets sifflement se développent à partir du front du raidissement, les fréquences plus hautes s'en éloignant plus rapidement que les basses fréquences. L'évolution au cours de la simulation de la forme de l'onde est montrée sur la Figure IV.60 pour l'une des composantes du champ magnétique.

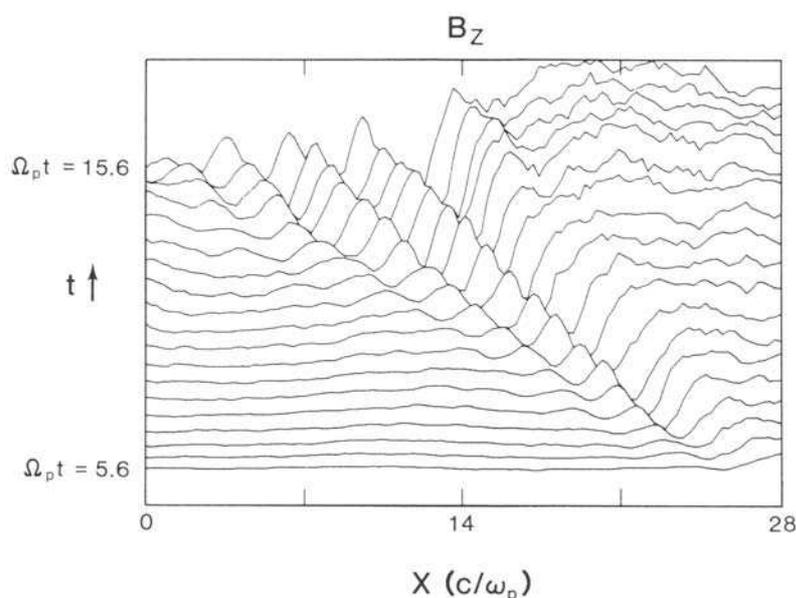


Figure IV.60. Raidissement d'une onde magnétosonore et développement du paquet sifflement associé au cours d'une simulation hybride par *Omidi and Winske*, [1988].

D'autre part, de la même manière que pour les observations autour de la comète Giacobini-Zinner, les observations autour de Mars montrent (voir par exemple la Figure IV.46) qu'en amont des régions où les ondes raidies/sifflement sont présentes, il y a des ondes cohérentes à Ω_p . Ceci est compatible avec les résultats des simulations de *Omidi and Winske* [1988] dans le sens qu'il s'agit initialement d'ondes quasi sinusoïdales à Ω_p , produites comme nous l'avons vu avec l'implantation d'ions H^+ exosphériques, qui évoluent à mesure qu'elles sont ramenées par l'écoulement du vent solaire vers la planète, ce qui permet de les observer même à l'intérieur de la magnétogaine (c.f. III.3.).

Cette progression est également illustrée en comparant les "shocklets" observés sur la Figure IV.44 et les SLAMS observées sur la Figure IV.47 plus proches de la planète. La Figure IV.50 montre un autre état d'évolution d'ondes non linéaires où le caractère sinusoïdal est plus clair.

Nous avons d'autre part effectué une étude de la connexion au modèle de choc pour les orbites pour lesquelles ces ondes sont observées. Il paraît que celles-ci sont présentes même en absence de connexion dans la limite de la précision des données sur le champ magnétique interplanétaire. S'il n'est donc pas possible d'exclure l'influence des ions réfléchis dans le pré-choc, ceci renforce l'interprétation que des ondes observées autour de Mars sont plus proches par leur nature de celle observées en amont du choc de comètes que de celles observées dans le pré-choc terrestre.

IV.2 Conséquences sur l'échappement atmosphérique

En absence d'instrument destiné à la mesure des ions sur MGS, nous nous sommes demandés s'il était possible de déduire des contraintes sur la densité de l'exosphère à partir des caractéristiques des ondes observées. En effet, nous avons vu qu'à partir des approches usuelles on pouvait obtenir des expressions qui liaient de façon linéaire l'amplitude des oscillations magnétiques au niveau de saturation à la densité des ions implantés (équations du type la IV.2). Ceci permettait, si on connaissait le taux d'ionisation, d'avoir une estimation de la densité des neutres exosphériques parents et donc de calculer un taux d'échappement à grande distance du côté jour et de comparer ces résultats avec des résultats similaires [e.g. *Leblanc and Johnson, 2002*].

Or, nous avons vu que les ondes observées peuvent être le résultat de processus non linéaires, et dans ce cas nous nous attendons à ce que le rapport entre $|\delta\mathbf{B}|/|\mathbf{B}|$ et la densité d'ions implantés ne soit pas une simple expression linéaire. Si l'on considère l'approche de *Sauer et al. [2003]*, l'amplitude des ondes dépendra de façon non linéaire des caractéristiques de la deuxième population, non seulement la densité mais aussi la vitesse. Il est donc nécessaire d'entamer des études paramétriques visant à caractériser à partir de simulations la dépendance entre l'amplitude de ces ondes et les paramètres des différentes populations. D'autre part, des mesures complètes des propriétés de

l'environnement ionisé martien (comme la vitesse et la densité des différentes populations ioniques et des électrons, plus des mesures de champ magnétique) fournies par des missions futures (Mars Express, Rosetta) devraient permettre de mieux étalonner ce modèle théorique. Ceci est essentiel afin de comparer les prédictions avec les observations.

Chapitre V

Etude de la frontière
d'empilement magnétique
(MPB)

Contenu

V.1 Etude de la topologie du champ magnétique.

V.1.1 Augmentation de l'enroulement des lignes de champ.

V.1.1.1 Méthode.

V.1.1.2 Résultats pour Mars.

V.1.1.3 Etude comparative d'autres objets non magnétisés (comètes et Vénus).

Comète Giacobini-Zinner

Comète de Halley (Giotto)

Comète de Halley (Vega 2)

Comète Grigg-Skjellerup (Giotto)

Vénus

V.1.1.4 Discussion.

Une nouvelle caractéristique de la MPB martienne

Vénus: Evidance en faveur d'une MPB

V.1.2 Détermination de la normale à la frontière.

V.1.2.1 Résultats pour Mars.

V.1.2.2 Etude autour de Vénus.

V.1.2.3 Discussion sur les propriétés locales de la discontinuité.

V.1.3 Conclusions.

V.2 Ondes à basse fréquence autour de la MPB.

V.2.1 Observations.

V.2.2 Discussion.

V.3 Conclusions générales.

V.1 Etude de la topologie du champ magnétique

V.1.1 Augmentation de l'enroulement des lignes de champ.

La description la plus simple de l'interaction du vent solaire avec un corps conducteur, tel qu'une ionosphère planétaire, appartient à *Alfvén* [1957] qui a relié la présence des queues cométaires de type I (queue de plasma) aux lignes de champ magnétique interplanétaire "enroulées" autour de la tête de plasma d'une comète. *Alfvén* est le premier à expliquer l'interaction d'une comète avec le vent solaire en termes d'un alourdissement de l'écoulement de ce plasma d'origine solaire par le plasma cométaire.

Quand le vent solaire s'approche d'un corps conducteur, tel qu'une ionosphère planétaire (Figure V.1), avec un champ magnétique interplanétaire non perturbé \mathbf{B}_{IMF} , et un vecteur vitesse \mathbf{V}_{SW} , les lignes de champ, initialement non affectées, vont être courbées à mesure qu'elles se rapprochent de l'obstacle. A l'origine de cet enroulement se trouvent les courants sur la surface de l'obstacle, générées par le champ électrique de convection dans le repère du corps, ($\mathbf{E} = -\mathbf{V}_{SW} \times \mathbf{B}$) qui annulent le champ magnétique à l'intérieur de celui. En même temps, les lignes vont être étirées en direction du vecteur \mathbf{V}_{SW} à mesure que le flot s'éloigne du corps comme si elles restaient accrochées à la face côté jour.

De cette façon, une queue magnétique se forme comme conséquence de cet enroulement où "draping" (terme anglais qui signifie enroulement) avec deux lobes de lignes de champ de directions opposées séparés par une couche de courant. L'accrétion de lignes de champ magnétique interplanétaire ou IMF (de l'anglais "Interplanetary Magnetic Field") crée donc une "magnétosphère induite" (ce terme est en fait impropre puisque ce n'est pas l'induction décrite par la loi de Faraday qui est à son origine). L'orientation de cette "magnétosphère" dépendra de la direction de \mathbf{B}_{IMF} et elle accompagnera les rotations de \mathbf{B}_{IMF} autour de \mathbf{V}_{SW} .

La structure tridimensionnelle des lignes de champ à l'issue de cette interaction peut être facilement décrite à l'aide du repère $(x_{IMF}, y_{IMF}, z_{IMF})$ où:

$$\hat{x}_{IMF} = -\frac{\mathbf{V}_{SW}}{|\mathbf{V}_{SW}|} \quad \hat{y}_{IMF} = \frac{\mathbf{V}_{SW} \times \mathbf{B}_{IMF}}{|\mathbf{V}_{SW} \times \mathbf{B}_{IMF}|} \quad \hat{z}_{IMF} = \hat{x}_{IMF} \times \hat{y}_{IMF} \quad (\text{V.1})$$

L'axe x_{IMF} est donc antiparallèle au vecteur vitesse du vent solaire V_{SW} , l'axe z_{IMF} est défini de manière à ce que la composante de \mathbf{B}_{IMF} normale à V_{SW} se trouve le long de cet axe. Ainsi, la queue magnétique est symétrique par rapport au plan (x_{IMF}, z_{IMF}) , la couche de courant qui sépare les deux lobes se trouve dans le plan (x_{IMF}, y_{IMF}) et la projection de la structure tridimensionnelle des lignes de champ sur le plan (y_{IMF}, z_{IMF}) ressemble à celle du problème d'une sphère conductrice dans un champ externe uniforme.

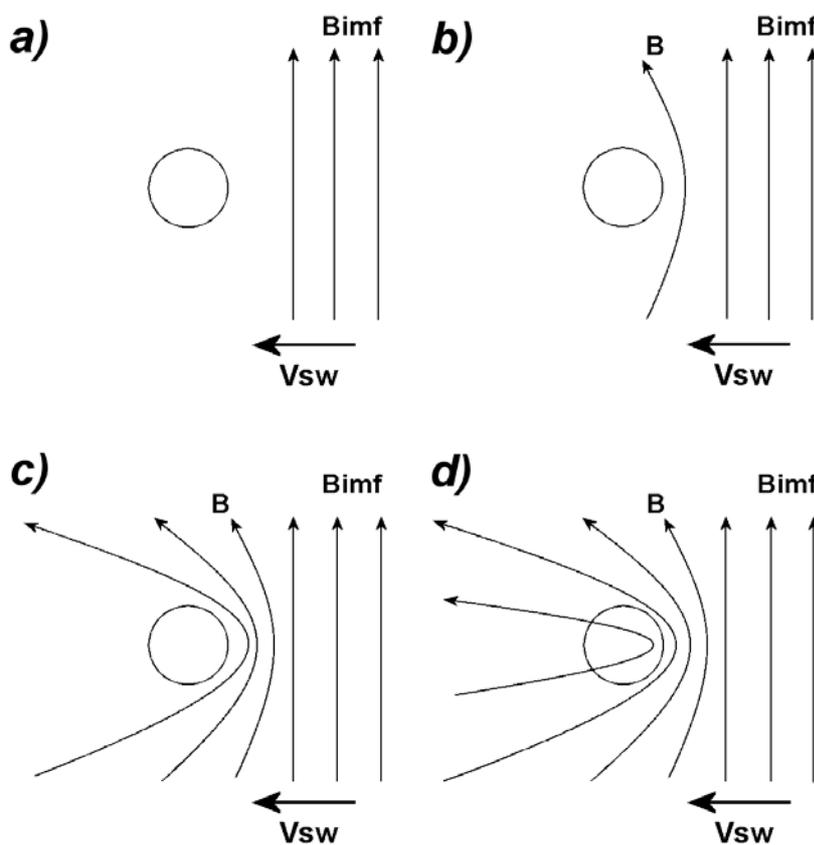


Figure V.1. Modèle de formation d'une queue cométaire [d'après *Alfvén*, 1957].

V.1.1.1 Méthode

À partir de cette construction on peut analyser de façon quantitative la variation de l'effet de "draping" avec les données magnétiques de l'expérience MGS MAG/ER. Pour cela, il faut tout d'abord considérer le repère MSO "avec aberration" (x', y', z') défini dans la section III.2. pour un angle d'aberration $\alpha \sim 4^\circ$.

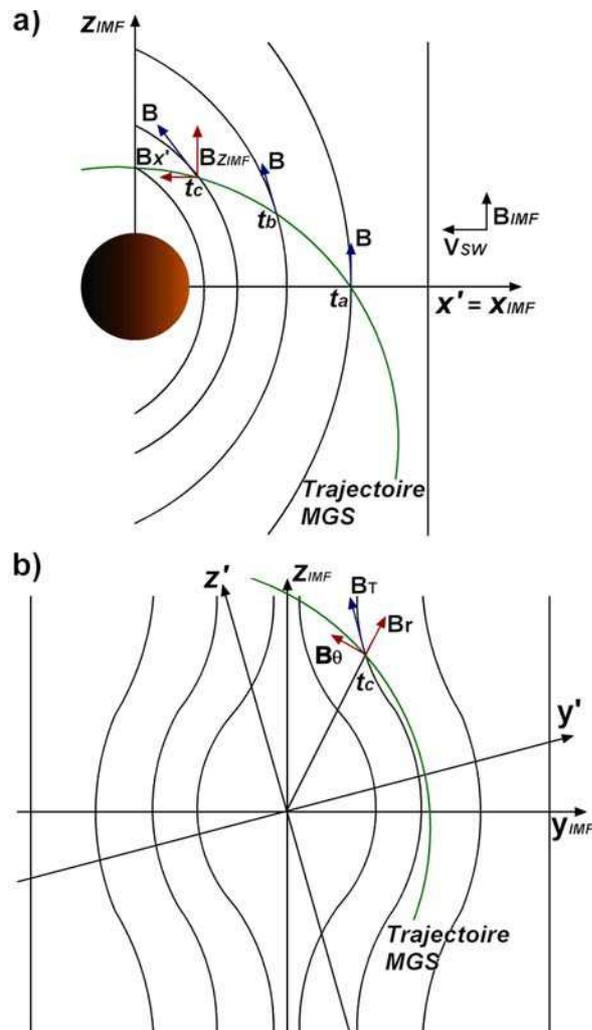


Figure V.2: a) Graphique qui montre la géométrie du "draping" sur le plan (x_{IMF}, z_{IMF}) , à mesure que MGS traverse 3 lignes de champ différentes aux instants t_a , t_b et t_c . \mathbf{B}_{IMF} est orthogonal à \mathbf{V}_{SW} pour plus de clarté. b) Coupe perpendiculaire à \mathbf{V}_{SW} de la structure 3D des lignes de champ à t_c et projection de la trajectoire de MGS. Le "draping" est mis en évidence à partir de la corrélation entre $B_{x'}$ et B_r , la composante radiale cylindrique du champ magnétique transverse \mathbf{B}_T , [d'après Bertucci et al., 2003a].

Voici quelques considérations simples: la Figure V.2a montre la projection de la structure des lignes de champ sur le plan (x_{IMF}, z_{IMF}) ainsi que la projection de la trajectoire de MGS. La sonde traverse trois lignes de champ à des instants t_a , t_b et t_c associés à des valeurs décroissantes de distance radiale et de x_{IMF} ou x' (dans le dessin, \mathbf{B}_{IMF} est orthogonal à \mathbf{V}_{SW} afin de rendre l'explication plus claire, mais l'existence d'une composante de \mathbf{B}_{IMF} parallèle à \mathbf{V}_{SW} n'affecte pas la généralité des résultats). Il est clair que $|B_{x'}|$ augmente de t_a à t_c du fait du "draping". En même temps, les positions de la

sonde à ces trois instants permettent de définir des coupes parallèles au plan (y_{IMF}, z_{IMF}) à travers la structure tridimensionnelle des lignes de champ.

La Figure V.2b ne montre que la coupe à t_c et la composante transversale du champ magnétique interplanétaire \mathbf{B}_T avec ses deux composantes cylindriques B_r et B_θ , ainsi que la trajectoire de MGS. Si l'on considère successivement les différentes coupes, on peut démontrer que dans un régime de "draping", toute variation de B_x sera suivie d'une variation de \mathbf{B}_T telle que sa composante radiale cylindrique B_r sera corrélée avec B_x , indépendamment de la trajectoire. Cette méthode est valable tant qu'il n'y a pas de discontinuités ou de fortes variations à courte échelle dans le vent solaire et donc dans le champ magnétique interplanétaire pendant la traversée de la sonde.

Si l'on considère des modèles d'interaction classique à un seul fluide comme la dynamique des gaz (c.f. section I.2.1) où aucune restriction autre que l'existence d'une frontière interne impénétrable ne peut être introduite, le "draping" devrait être présent à partir du choc et évoluer progressivement jusqu'à cet obstacle final, fréquemment appelée improprement "ionopause" puisqu'elle ne représente pas une frontière entre la population vent solaire d'un côté et les ions d'origine planétaire de l'autre.

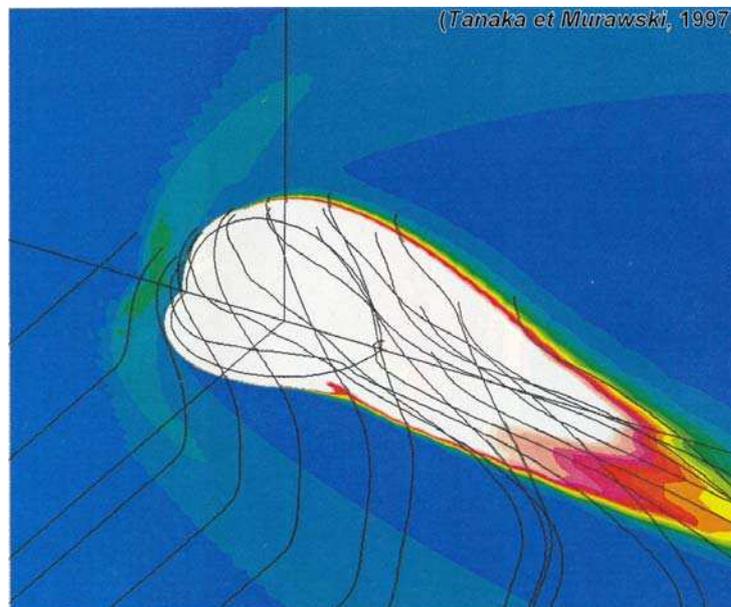


Figure V.3: Simulation MHD de l'interaction du vent solaire avec Vénus [Tanaka and Murawski, 1997] montrant un "draping" progressif des lignes de champ (en noir) à partir du choc. L'échelle en couleur montre la densité totale normalisée dans le plan méridien (vertical) et équatorial (horizontal).

Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, d'après les approches monofluide (dynamique des gaz, MHD) les lignes de champ, initialement rectilignes, commencent à s'enrouler dès que l'onde de choc est franchie, et cet enroulement continue de façon graduelle jusqu'à l'ionopause. Dans la Figure V.3, on observe la structure tridimensionnelle des lignes de champ à l'issue d'une simulation MHD [Tanaka and Murawski, 1997; Liu, 2001]. Ici encore, il n'y a pas de frontière autre que le choc et l'ionopause entre lesquelles le "draping" progresse de façon régulière. En conséquence, dans un tel scénario on devrait observer une claire corrélation entre $B_{x'}$ et B_r partout entre ces deux frontières.

La méthode décrite précédemment présente l'avantage que le "draping" peut être déduit indépendamment de la valeur du champ magnétique interplanétaire en amont du choc. Ceci est particulièrement important dans le cas de MGS puisque, comme on l'a vu dans la section II.2.4, une erreur résiduelle après calibration de ~ 1 nT subsiste toujours dans les valeurs du champ [Acuña et al., 2001]. Ceci entraîne une incertitude dans la détermination du champ magnétique ambiant qui est significative seulement en amont du choc, où la magnitude moyenne du champ IMF est d'environ 3.5 nT. Pour cette étude on a utilisé des données à une résolution de 0.75 secondes dans la magnétogaine et dans la MPR, deux régions où ce problème est négligeable parce que l'intensité du champ y est suffisamment importante (en général $> \sim 20$ nT) devant cette incertitude.

V.1.1.2 Résultats pour Mars

Nous avons étudié la dépendance entre $B_{x'}$ et B_r en amont et en aval de la MPB. La Figure V.4 montre les données MAG/ER pour l'orbite 527, déjà décrite dans le chapitre III. Dans cette étude, nous avons considéré deux intervalles très proches de la frontière (traits horizontaux sur le panneau montrant $|\mathbf{B}|$) pour lesquels nous avons calculé le coefficient de corrélation les deux composantes $B_{x'}$ et B_r .

La Figure V.5 montre les résultats pour ces deux intervalles. Dans l'intervalle 07:03:46-07:08:00 TU, juste en amont de la MPB (panneau de gauche), la corrélation très pauvre ou inexistante montre que le "draping" n'est pas détecté avec cette méthode. Au contraire, dans la MPR (06:58:40-07:02:19 TU), la valeur du coefficient de régression linéaire ($|r_d| = 0.84$) révèle une augmentation abrupte du "draping" à la MPB [Bertucci et al., 2003a] (panneau de droite). N est le nombre de points dans chaque

intervalle, et les indices "u" et "d" indiquent respectivement l'intervalle en amont ("upstream" en anglais), et l'intervalle en aval ("downstream") de la MPB.

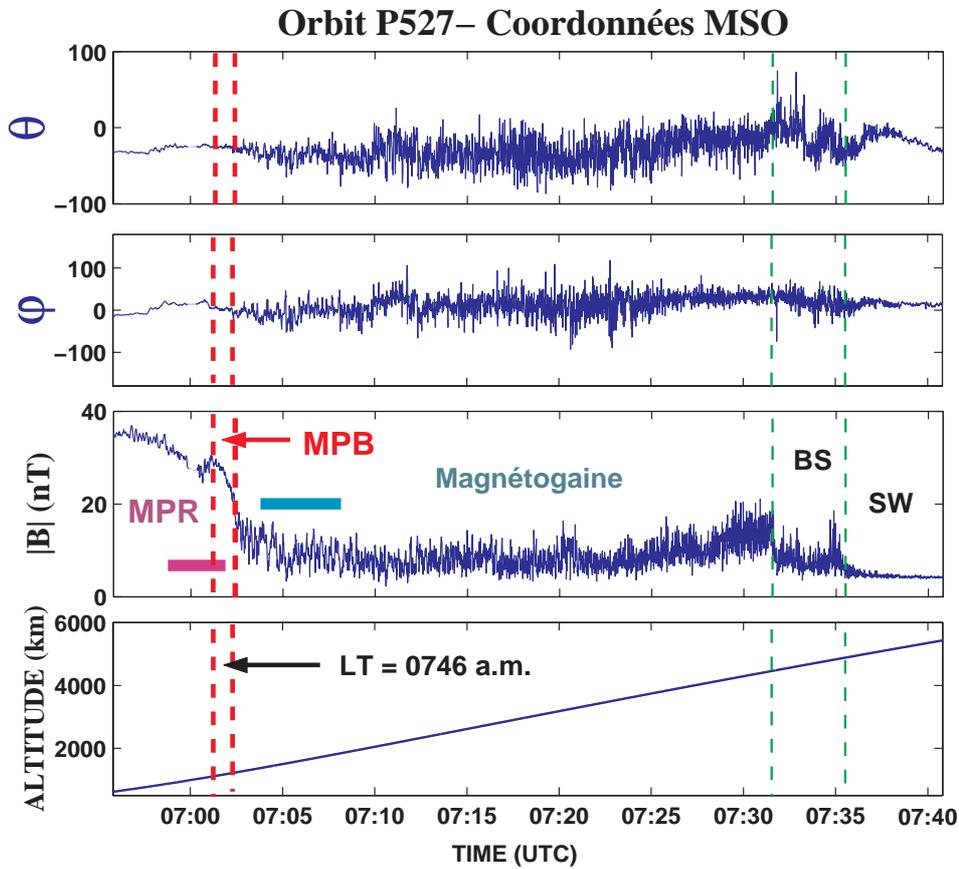


Figure V.4 : Données MAG pour l'orbite P527 [d'après Bertucci et al., 2003a].

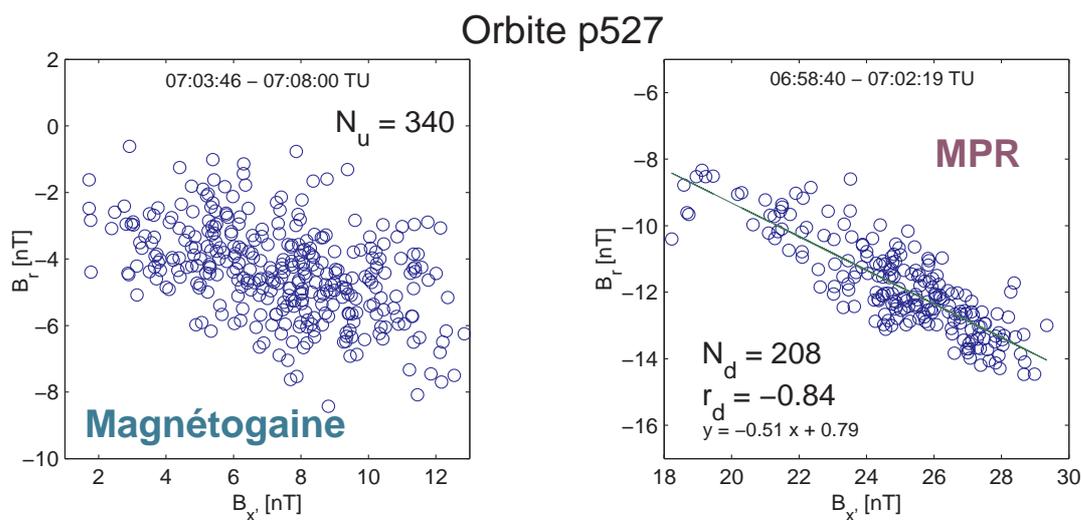


Figure V.5 : Dépendance entre $B_{x'}$ et B_r dans la magnétogaine et dans la région d'empilement magnétique pour l'orbite P527 [Bertucci et al., 2003a].

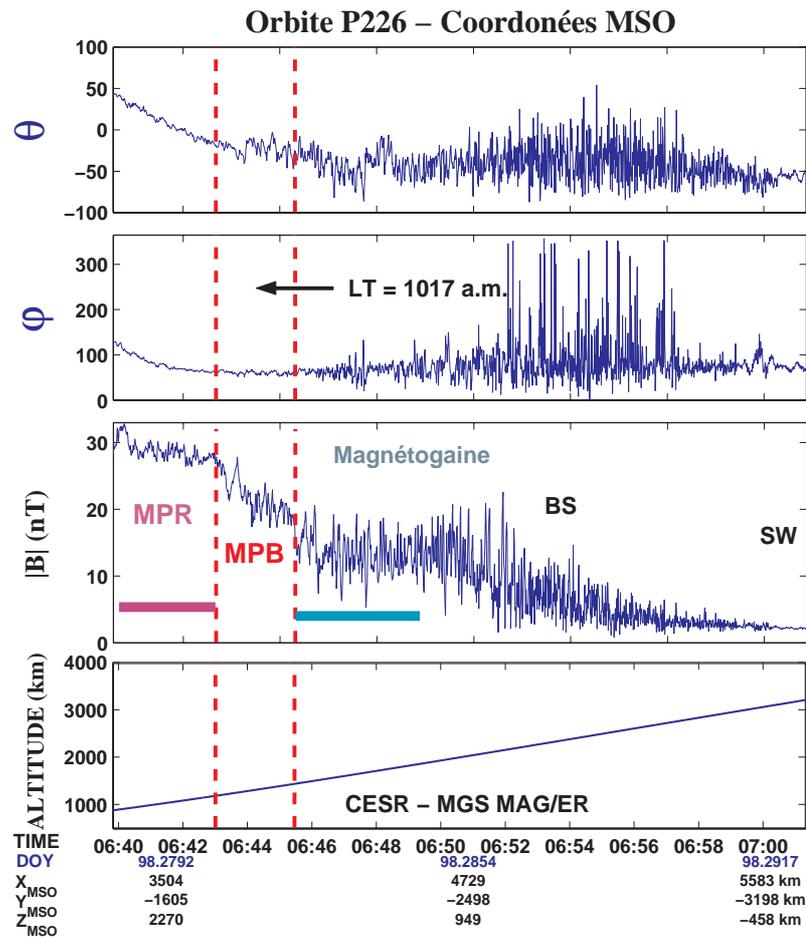


Figure V.6 : Données MAG/ER magnétiques pour l'orbite P226 [Bertucci et al., 2003a].

La Figure V.6 montre un autre exemple. Sur cette orbite, la MPB est traversée à ~10 du matin en temps local, à ~35° SZA et à ~1300 km d'altitude (1.38 R_M en distance radiale). Elle est identifiée à partir de la signature sur les flux d'électrons suprathermiques (non montrée sur la figure) ainsi qu'à partir de la décroissance des fluctuations sur θ et ϕ , en l'absence de changement drastique sur $|\mathbf{B}|$ si ce n'est néanmoins l'amorce d'un net gradient positif par rapport à la magnétogaine. Les lignes pointillées qui identifient la MPB rendent la magnétogaine et la MPR facilement identifiables.

Deux intervalles adjacents à la MPB ont été à nouveau analysés (traits horizontaux sur le panneau $|\mathbf{B}|$) avec la même méthode. Les résultats montrent une différence encore plus dramatique entre les coefficients de corrélation pour un nombre comparable de points (Figure V.7).

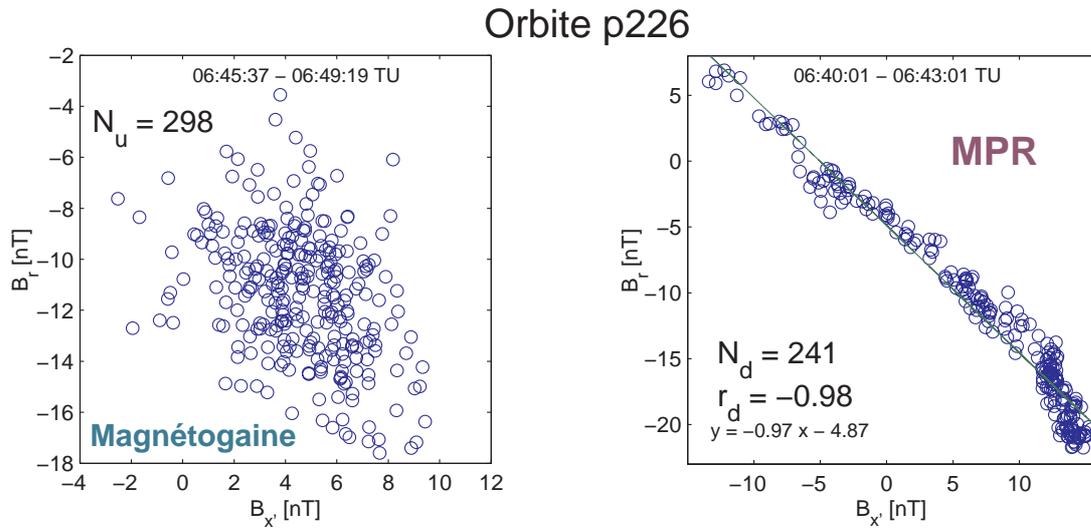


Figure V.7 : Étude de la dépendance entre $B_{x'}$ et B_r dans la magnétogaine et dans la région d'empilement magnétique pour l'orbite P226 [Bertucci et al., 2003a].

Les résultats qui correspondent à ces orbites et quelques autres sont résumés dans le Tableau V.1, avec le temps local (LT_{MPB}) et l'altitude (alt_{MPB}) de la sonde au moment de la traversée de la MPB, ainsi que les variations d'altitudes correspondant aux intervalles en amont (Δalt_{am}) et en aval (Δalt_{av}) de la frontière. Tous les types d'orbites elliptiques de MGS ont été considérés. Les orbites P18, P33 et P486 sont des orbites proches du plan du terminateur, P122 et P205 ont des temps locaux proches de midi, tandis que P727 et P1180 ont des temps locaux de ~ 15 h. Il faut noter que la valeur absolue des coefficients de régression linéaire en amont de la MPB (r_{am} , colonne 6) restent toujours au-dessous de 0.5, tandis qu'en aval de la frontière (r_{av} , colonne 9) les valeurs de $|r|$ sont toujours supérieures à 0.8. Pour certaines orbites (e.g., P1180) on observe des champs crustaux près du périastre. Pourtant, les résultats obtenus pour ces orbites ne montrent pas de différence particulière par rapport à ceux des orbites pour lesquelles il n'y a pas de champ d'origine crustale.

Afin de rejeter la possibilité pour la grande amplitude des oscillations du champ magnétique en amont de la MPB de masquer une corrélation entre $B_{x'}$ et B_r , nous avons fait deux tests:

Le premier test consistait à appliquer un filtre passe-bas numérique Butterworth d'ordre 27 avec une fréquence de coupure de 0.05 Hz (l'échelle temporelle caractéristique pour la plupart des fluctuations de B dans la magnétogaine est inférieure

à 20 s) aux données MAG. Les Figures V.8a, V.8b, V.8c, et V.8d montrent, pour l'orbite P122, les résultats de la corrélation entre B_x et B_r dans la magnétogaine et dans la région d'empilement magnétique (MPR) sur un intervalle donné en utilisant les données brutes et filtrées. Les Figures V.8a, et V.8b correspondent aux données non filtrées. En amont de la MPB la corrélation est inexistante ($r = 0.052$), tandis que dans la MPR, elle devient soudainement très évidente ($r = -0.951$), la droite de régression linéaire ayant une pente de -1.72 et une ordonnée à l'origine de 5.92 .

Tableau V.1. Coefficients de corrélation linéaire en amont (r_{am}) et en aval (r_{av}) de la MPB martienne pour tous les types d'orbites elliptiques de MGS [*Bertucci et al.*, 2003a].

Orbite	$LT_{MPB}(h)$	$alt_{MPB}(km)$	$\Delta alt_u(km)$	N_{am}	r_{am}	$\Delta alt_d(km)$	N_{av}	r_{av}
P18	~ 5 p.m.	1277	1482-1927	71	-0.02	709-1010	58	0.96
P33	~ 4 p.m.	2141	2710-3499	480	-0.46	1006-1610	420	0.82
P122	~ 1 p.m.	728	999-1624	112	0.05	390-703	78	-0.95
P205	~ 11 a.m.	818	1017-1279	198	-0.47	688-829	131	-0.87
P226	~ 10 a.m.	1291	1441-1846	298	-0.38	883-1173	241	-0.98
P486	~ 6 p.m.	1061	997-1449	357	-0.35	606-839	110	-0.88
P527	~ 8 a.m.	1178	1372-1831	340	-0.45	867-1222	208	-0.84
P727	~ 1 p.m.	1192	1627-1986	78	-0.36	488-1235	190	-0.89
P1180	~ 3 p.m.	566	584-729	94	-0.31	500-578	51	-0.88

Les Figures V.8c et V.8d montrent la même analyse pour le même intervalle, mais à partir des données filtrées. La corrélation entre B_x et B_r augmente légèrement des deux côtés ($r = 0.094$ dans la magnétogaine; $r = -0.974$ dans la MPR) et le changement drastique à travers la MPB est toujours présent. Dans la MPR, les valeurs de pente et d'ordonnée à l'origine de la droite de régression linéaire (-1.78 et 6.44 , respectivement) sont très similaires à celles obtenues sans filtrage. De plus, les pentes obtenues dans la magnétogaine par cette technique, qui en fait n'ont pas de validité statistique à cause des valeurs faibles de $|r|$, sont très différentes de celles obtenues dans la MPR.

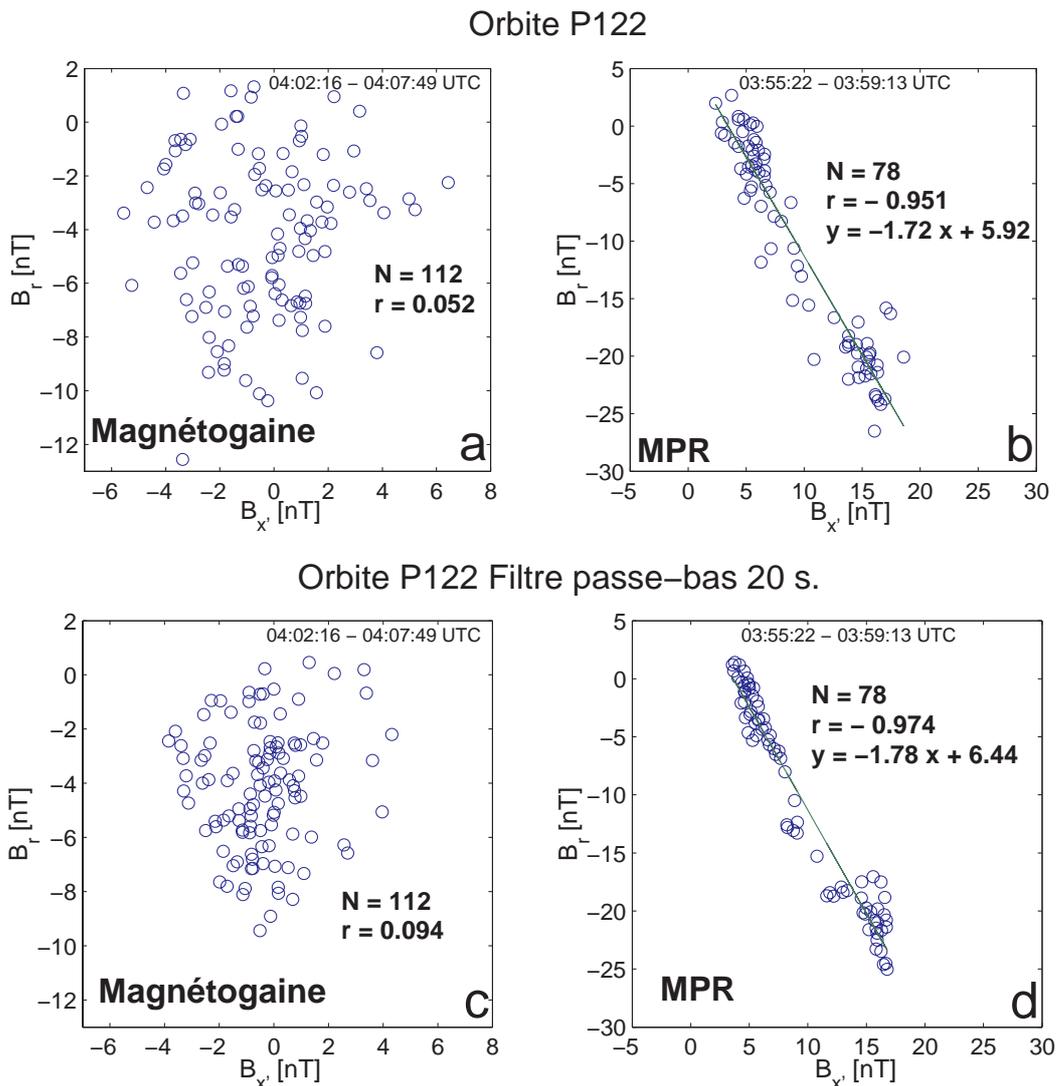


Figure V.8. B_x / B_r dans la magnétogaine et dans la MPR pour les données brutes (a et b, respectivement) et pour les données filtrées (c et d, respectivement) [Bertucci et al., 2003a].

Pour le deuxième test, nous avons calculé, pour l'intervalle dans la magnétogaine, un B_r fictif que nous appellerons B_r^* . B_r^* est la composante que nous devrions mesurer dans la magnétogaine, si la régression linéaire dans la magnétogaine était égale à celle dans la MPR, mais un peu plus bruitée. B_r^* peut être donc calculée comme la somme de deux termes B_{r0} et δB_r , où $B_{r0} = a B_{x'} + b$ (a et b étant les coefficients de la droite de régression linéaire calculés pour l'intervalle dans la MPR et $B_{x'}$ étant la composante mesurée dans la magnétogaine) et δB_r est un bruit aléatoire d'amplitude égale à celle des variations du vrai B_r dans l'intervalle dans la magnétogaine.

Nous avons donc comparé la corrélation entre B_r^* et $B_{x'}$ et la corrélation entre les vrais B_r et $B_{x'}$ pour l'intervalle dans la magnétogaine. Les résultats obtenus pour l'orbite P122 et résumés dans le Tableau V.2 ne montrent aucun rapport entre eux, ce qui confirme que la corrélation entre B_r et $B_{x'}$ dans la magnétogaine n'est pas une "version bruitée" de la corrélation dans la MPR.

En conséquence, les deux tests montrent clairement que les propriétés topologiques du champ magnétique en amont et en aval de la MPB sont en effet très différentes.

Tableau V.2. Comparaison pour l'orbite P122, dans l'intervalle de la magnétogaine analysé précédemment, entre les résultats de la corrélation entre B_r et $B_{x'}$ et celle entre $B_{x'}$ et un B_r^* tel que $B_r^* = a B_{x'} + b + \delta B_r$, où a et b sont les coefficients de la droite de régression linéaire calculés pour l'intervalle dans la MPR, $B_{x'}$ est mesurée dans la magnétogaine, et δB_r est un bruit aléatoire.

	r	a	b
B_r	0.05	0.0699	-4.1378
B_r^*	-0.85	-1.5796	10.3980

Par ailleurs, il se trouve que la direction du champ magnétique interplanétaire peut changer fréquemment. Pourtant, comme nous allons le voir, ceci n'empêche pas nécessairement d'appliquer cette méthode, tant que le champ reste enroulé. En 1987, *Raeder et al.* ont mis en évidence l'existence de discontinuités (couches de courant) séparant des régions de champ magnétique interplanétaire de directions opposées avec une correspondance une à une entre les couches rencontrées avant et après le passage au plus près de la comète de Halley (Figure V.9). Ces observations ont confirmé le fait que la région d'empilement magnétique garde "l'historique" du champ magnétique interplanétaire.

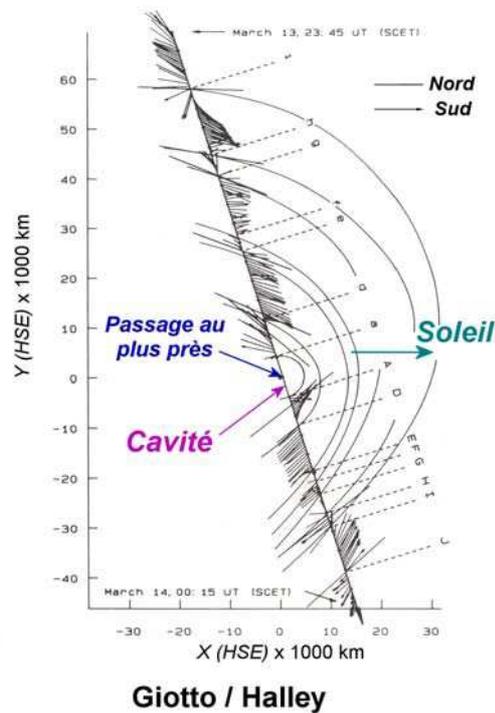


Figure V.9. Projection du champ magnétique mesuré par la sonde Giotto autour de la comète de Halley sur le plan XY du repère solaire écliptique centré sur le noyau de la comète de Halley (HSE). De part et d'autre du passage au plus près, la correspondance entre les directions du champ magnétique (A et a, B et b, etc.) dénote l'existence de couches de champ interplanétaire de différente polarisation empilées autour de la comète [Raeder *et al.*, 1987].

V.1.1.3 Etude comparative d'autres objets non magnétisés (comètes et Vénus).

Les résultats qui viennent d'être présentés montrent que l'augmentation du "draping" des lignes de champ autour de la MPB martienne est indépendante de la présence d'un fort gradient de $|\mathbf{B}|$ au niveau de la frontière. Ceci fait de l'augmentation du "draping" un bon indicateur de la présence de la frontière.

Depuis le début de l'exploration in situ de Vénus, l'absence d'un champ magnétique global d'origine interne a été clairement établie. Ainsi, aucune frontière du type "magnétopause" n'était attendue dans les profils de magnitude du champ magnétique du côté jour entre le choc et la frontière de la cavité diamagnétique, appelée "ionopause". Ainsi, l'empilement devait être régulier, tant comme le "draping". Ceci était raisonnable en considérant les modèles monofluides auxquels nous avons fait référence dans le chapitre I, qui reproduisaient pour la plupart les observations des

profils de $|\mathbf{B}|$ obtenus en l'occurrence par la sonde la plus productive dans l'histoire de l'exploration vénusienne: Pioneer Venus Orbiter (PVO) [Luhmann *et al.*, 1986, Spreiter and Stahara, 1992]. Malgré ceci, les observations de champ magnétique faites par PVO du côté nuit [Saunders and Russell, 1986] montraient une frontière de la queue magnétique bien définie entre la magnétogaine et la région des champs fortement enroulés qui forment les lobes magnétiques de la queue. Les caractéristiques observationnelles étaient les mêmes que celles mentionnées aujourd'hui pour la MPB et pour la magnétopause (à un point tel que cette frontière a été appelée "magnétopause"): saut de $|\mathbf{B}|$, plus réduction des fluctuations sur le module et sur la direction du champ. Or, dans la vaste littérature concernant Vénus, l'existence d'une contrepartie côté jour de la frontière de la queue, c'est à dire, une frontière plasma qui sépare la magnétogaine (aux champs fortement variables) de la région où le champ est fortement enroulé, n'est jamais explicitement évoquée ni démontrée. Même lorsque les mêmes caractéristiques observationnelles caractérisant la frontière de la queue étaient présentes du côté jour (notamment le saut sur $|\mathbf{B}|$), ce comportement n'était pas associé à la présence d'une troisième frontière plasma. Aucune MPB n'était recherchée.

Aujourd'hui, les observations autour de Mars montrent que l'identification de la MPB en utilisant des données magnétiques doit se faire non seulement à partir de l'étude du comportement du gradient de $|\mathbf{B}|$, mais surtout à partir d'une analyse de toute l'information contenue dans le vecteur champ magnétique. C'est pourquoi, nous avons décidé d'étudier le comportement tridimensionnel du champ magnétique entre la magnétogaine et la région de la barrière magnétique pour tous les jeux de données disponibles autour des corps non magnétisés possédant une atmosphère où une MPB a été ou n'a pas été rapportée. Dans certains cas, les résultats de l'application de cette méthode ont été comparés avec des résultats d'études équivalentes à fin de valider la première.

Comète Giacobini-Zinner (ICE)

Bien que non identifiée, à l'époque, comme la signature d'une MPB, l'augmentation du "draping" a été démontrée, de façon dramatique et pour la première fois, à la frontière externe de la queue magnétique de la comète P/Giacobini-Zinner (G-Z) à partir des mesures de la sonde International Cometary Explorer (ICE) [Slavin *et al.*,

1986]. La Figure V.10 montre les composantes CSE (Cometo-centrique Solaire Ecliptique) du champ magnétique lors de la rencontre de ICE avec la comète G-Z le 11 septembre 1985. Au début de l'intervalle illustré sur la Figure V.10 (~10:54 TU), la sonde vient de franchir l'onde de choc et se prépare à traverser la queue magnétique. Le passage au plus près se situe autour de 11:02:20 TU et à 7800 km du noyau. Après la rencontre, la sonde s'éloigne de la comète en traversant à nouveau la magnétogaine.

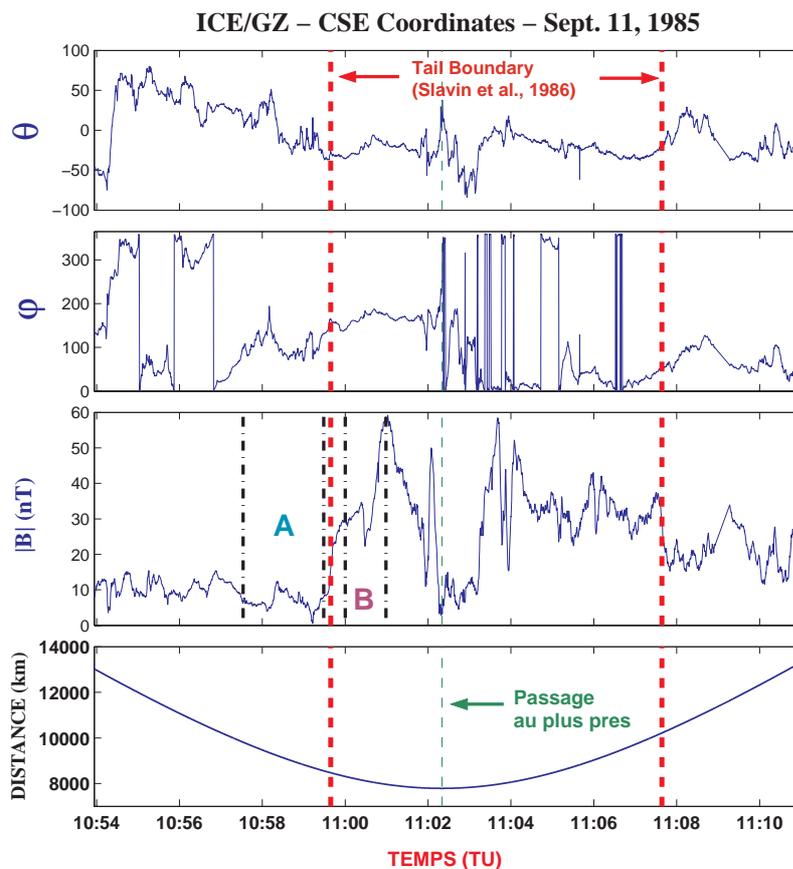


Figure V.10. Données magnétiques de la sonde ICE lors de sa rencontre avec la comète Giacobini-Zinner en coordonnées CSE sphériques entre 7800 et 13000 km de distance, du côté nuit. Les tirets rouges montrent la position de la frontière externe de la queue magnétique d'après *Slavin et al.*, [1986]. Nous avons analysé deux intervalles, A et B, sur les deux côtés de la frontière de la queue rencontrée avant le passage au plus près afin d'y étudier la dépendance entre B_x' et B_r .

La frontière externe de la queue magnétique (identifiées avec des tirets rouges sur tous les panneaux) est caractérisée par une croissance abrupte du module du champ magnétique, et donc de la pression magnétique, ainsi qu'une croissance du module de B

par rapport aux valeurs caractéristiques de la magnétogaine. Ceci est accompagné d'une décroissance dans la température des électrons et l'augmentation de leur densité totale [Slavin *et al.*, 1986; McComas *et al.*, 1987]. Il faut noter que il n'y a pas eu de mesures d'ions de basse énergie pendant la traversée, mais les mesures d'ions cométaires énergétiques ($E > 65$ keV pour les ions du groupe de l'eau) montrent aussi une forte décroissance au niveau de cette frontière, ce qui est compatible avec la présence d'un plasma plus froid à l'intérieur [Slavin *et al.*, 1986].

En plus de ces signatures, Slavin *et al.* [1986] ont remarqué que le niveau d'organisation du champ magnétique était très différent à l'intérieur et à l'extérieur de la queue. A l'extérieur on trouve la magnétogaine, aux champs magnétiques désorganisés et faiblement enroulés, alors qu'à l'intérieur de la queue magnétique, le champ magnétique devient plus intense et adopte une configuration fortement enroulée (Figure V.11).

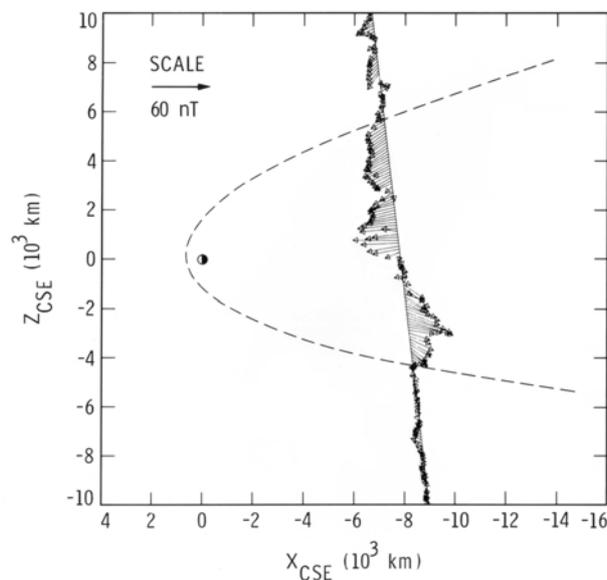


Figure V.11. Mesures magnétiques de la sonde ICE autour du passage au plus près de la comète G-Z [Slavin *et al.*, 1986]. Les vecteurs sont des projections des mesures 3D sur le plan (z, x) du système CSE qui tient compte de l'effet d'aberration dû au mouvement de la comète (z', x') . Une parabole a été ajustée à partir de la direction des normales à la couche de courant constituée par la frontière de la queue magnétique.

Nous avons étudié la dépendance entre B_x et B_r , en amont et en aval de la frontière (Intervalles B) du côté "inbound" (la présence de perturbations fortes dans le champ magnétique du côté "outbound" nous empêchent d'avoir des résultats fiables)

afin de tester la méthode en comparant ses résultats avec ceux de *Slavin et al.* [1986] (Figures V.10 et V.12). Nous avons obtenu un faible coefficient de corrélation ($r = 0.529$) dans la magnétogaine (Intervalle A) et des forts coefficients de corrélation ($r = 0.893$ et $|r| = 0.954$) à l'intérieur de la frontière, dans la MPR (Intervalles B). La différence entre ces valeurs indique la claire augmentation de l'enroulement ou "draping" à travers la frontière, en accord avec les conclusions de *Slavin et al.* [1986]. En conséquence, la frontière externe de la queue cométaire a les mêmes propriétés et, de façon équivalente, les résultats sont donc compatibles avec ceux obtenus du côté jour pour la MPB martienne.

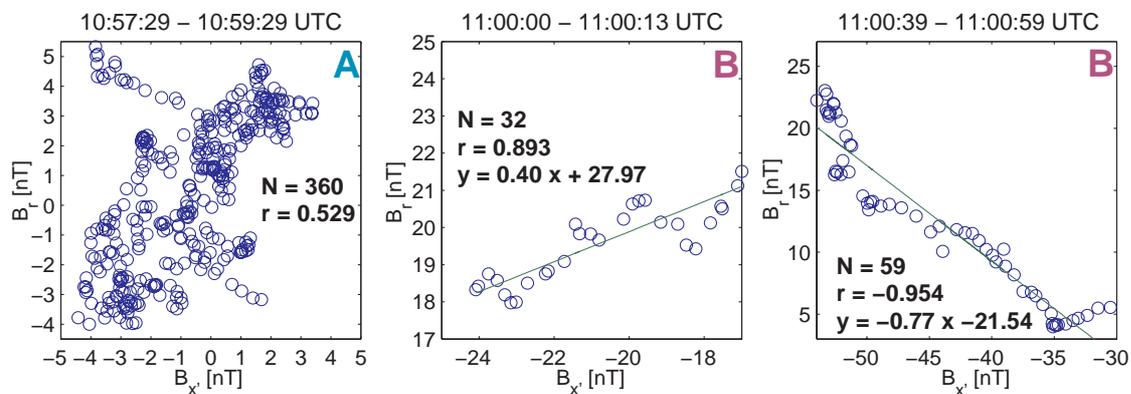


Figure V.12. Dépendance entre B_x' et B_r dans l'intervalle A (dans la magnétogaine ou cométogaine) et dans deux intervalles (B) dans la queue magnétique. Un changement ostensible a lieu à cette frontière, en accord avec des études précédentes [*Slavin et al.*, 1986].

En ce qui concerne les pentes différentes observées dans les intervalles B, une explication est l'existence de couches avec des différences d'intensités d'enroulement et d'orientation initiale du champ magnétique interplanétaire.

La question de l'existence d'une contrepartie côté jour de la frontière externe de la queue est donc inévitable. *Slavin et al.* [1986] soutiennent que l'enveloppe externe des lobes magnétiques de la queue doit se fermer du côté jour en devenant l'entrée dans la région où le "draping" est fort, bien au-dessus de la frontière de la cavité diamagnétique qui représente l'obstacle final à l'écoulement du vent solaire pour une comète.

Par ailleurs, les résultats obtenus du côté jour par MGS autour de Mars [*Bertucci et al.*, 2003a] et par la sonde Giotto près des comètes de Halley [*Israelevich et al.*, 1994] et P/Grigg-Skjellerup [*Neubauer et al.*, 1993a], indiquent que cette frontière est le

prolongement de la MPB côté queue. En conséquence, il est raisonnable d'affirmer que la frontière externe de la queue magnétique est bien la contrepartie nocturne de la MPB [Neubauer, 1987]. Nous reviendrons sur ce point lors de la discussion des résultats obtenus auprès de Vénus.

Comète de Halley (Giotto)

A partir des données magnétiques de la sonde Giotto *Israelevich et al.*, [1994] ont conduit une étude du "draping" des lignes de champ interplanétaire pour comparer ces observations avec les prédictions de la MHD. En particulier, ils ont effectué une étude de corrélation entre $B_{x'}$ et B_r de part et d'autre de la MPB (Figure V.13).

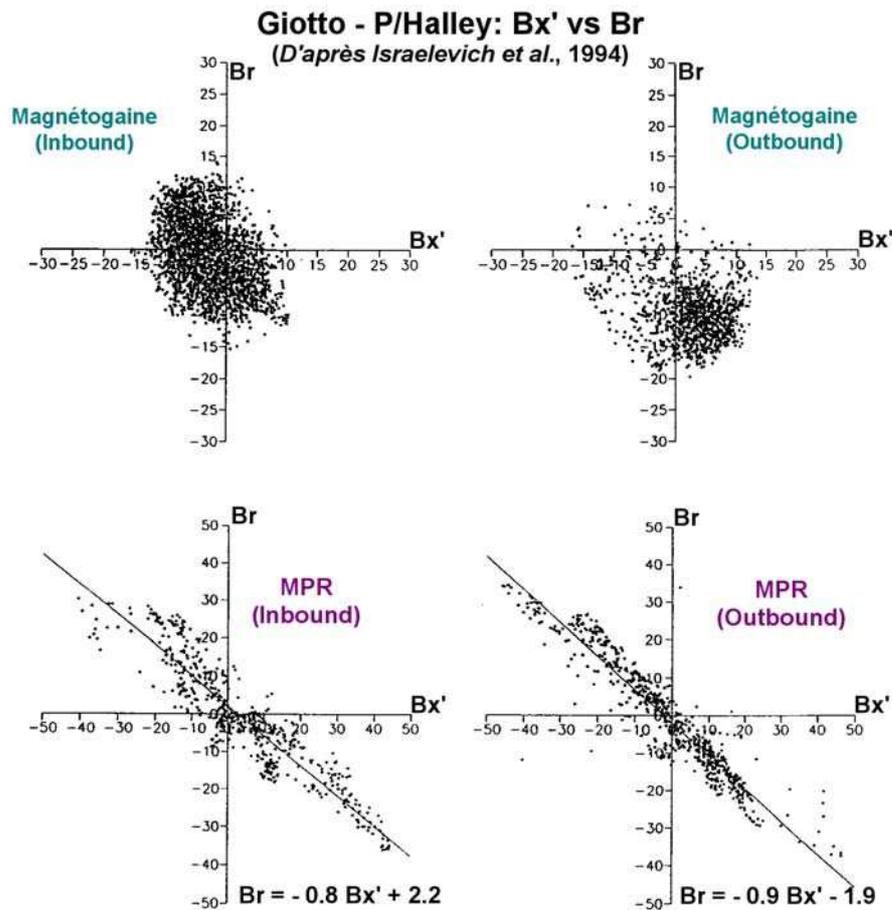


Figure V.13. Au-dessus: B_r en fonction de $B_{x'}$ calculés à partir des données magnétiques de la sonde Giotto dans la magnétogaine de la comète de Halley pour la partie "inbound" (à gauche), et pour la partie "outbound" (à droite). Au-dessous: B_r en fonction de $B_{x'}$ calculés à partir des données magnétiques de la sonde Giotto dans la MPR de la comète de Halley pour la partie "inbound" (à gauche), et pour la partie "outbound" (à droite).

Les auteurs ont simplement attribué la différence de corrélation entre ces deux régions à un effet de la turbulence dans la magnétogaine. Néanmoins, à partir de leurs résultats, il est très clair que la MPB (rencontrée du côté jour) représente la frontière qui sépare la magnétogaine cométaire où il n'y a pas d'évidence claire du "draping" de la MPR où les champs sont fortement enroulés.

Comète de Halley (Vega 2)

Les mesures magnétiques des sondes Véra autour de la comète de Halley n'ont pas permis d'identifier la MPB contrairement à Giotto principalement à cause de l'absence d'un saut abrupt dans le profil de $|\mathbf{B}|$ à l'entrée dans la région de la barrière magnétique.

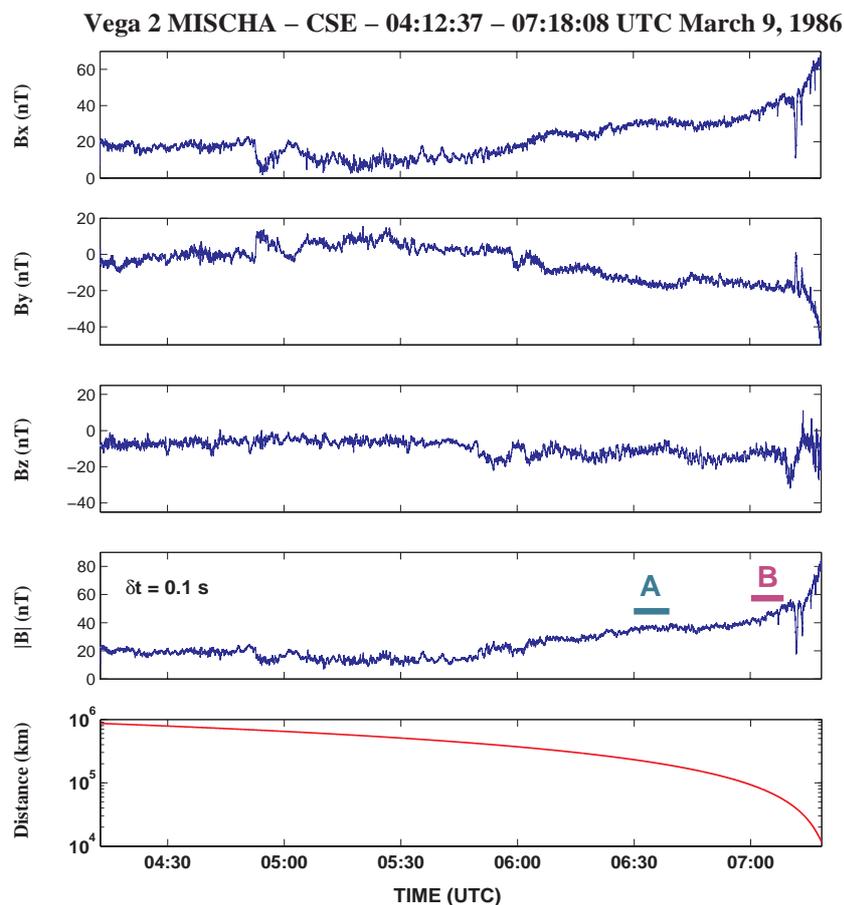


Figure V.14. Données magnétiques de la sonde Vega 2 lors de sa rencontre avec la comète de Halley en coordonnées CSE sphériques entre $8.6 \cdot 10^5$ et 11800 km de distance, du côté jour. Nous avons analysé la dépendance entre $B_{\chi'}$ et B_r dans les régions A (06:30:31 – 06:39:05 TU) et B (07:00:09 - 07:08:42 TU).

La Figure V.14 montre le champ magnétique en coordonnées CSE mesuré par la sonde Véga 2 avant sa rencontre avec la comète de Halley le 9 Mars 1986, entre $8.6 \cdot 10^5$ et 11800 km de distance au noyau (le passage au plus près a eu lieu à 8890 km du côté jour). Puisque les senseurs du magnétomètre n'ont pas survécu à la rencontre, on n'a pas de données au-delà de 07:18:08 TU. Le tracé montre une partie la magnétogaine et la MPR, mais il n'y a pas effectivement de signature particulière sur $|\mathbf{B}|$ qui permette d'identifier la MPB comme pour Giotto. Le profil de $|\mathbf{B}|$ montré sur la figure ressemble plus à celui de l'orbite P226 (Figure V.6) de MGS ou, comme nous le verrons plus loin, à la plupart des profils observés autour de Vénus par PVO.

Lors de la rencontre de la sonde Véga 2 avec la comète de Halley, les mesures fournies par l'expérience PLASMAG-1 constituée d'un spectromètre d'ions dans la direction sonde-comète (CRA) et d'un second spectromètre d'ions dans la direction sonde-soleil (SDA) ont permis à *Gringauz et al.* [1986] d'identifier à $\sim 1.6 \cdot 10^5$ km du noyau (autour de $\sim 06:45$ TU) la présence d'une région d'une largeur de $\sim 10^4$ km où la prédominance d'ions du vent solaire sur les ions provenant de la comète s'inversait (Figure V.15). Comme à cet endroit il n'y avait pas de signature particulière sur le module du champ magnétique, *Gringauz et al.* [1986] ont conclu que cette signature mettait en évidence une frontière qui existait seulement au niveau de la population de particules dominantes et complètement découplée du champ magnétique. Cette frontière qualifiée de purement "chimique" a été appelée "cométopause".

Le concept de cométopause, en tant que frontière "chimique" et pas frontière plasma, a été très controversé [voir par exemple, *Rème et al.*, 1994], mais il n'y a jamais eu d'étude approfondie concernant l'existence ou l'absence de signature sur le champ magnétique à l'endroit où l'on observait cette signature plasma.

Nous avons étudié la dépendance entre B_x et B_r sur les intervalles A et B indiqués sur la Figure V.14. L'intervalle A (06:30:31 – 06:39:05 TU) se trouve dans la magnétogaine ou cométogaine, en amont de la position de la dite "cométopause", tandis que l'intervalle B (07:00:09 - 07:08:42 TU) se trouve à l'intérieur, dans la région de la barrière magnétique (Figure V.16). Les résultats ($|r| = 0.256$ et $|r| = 0.616$ pour les intervalles A et B respectivement) montrent qu'il y a une augmentation évidente du coefficient de corrélation en coïncidence avec la signature de PLASMAG-1 évoquée précédemment.

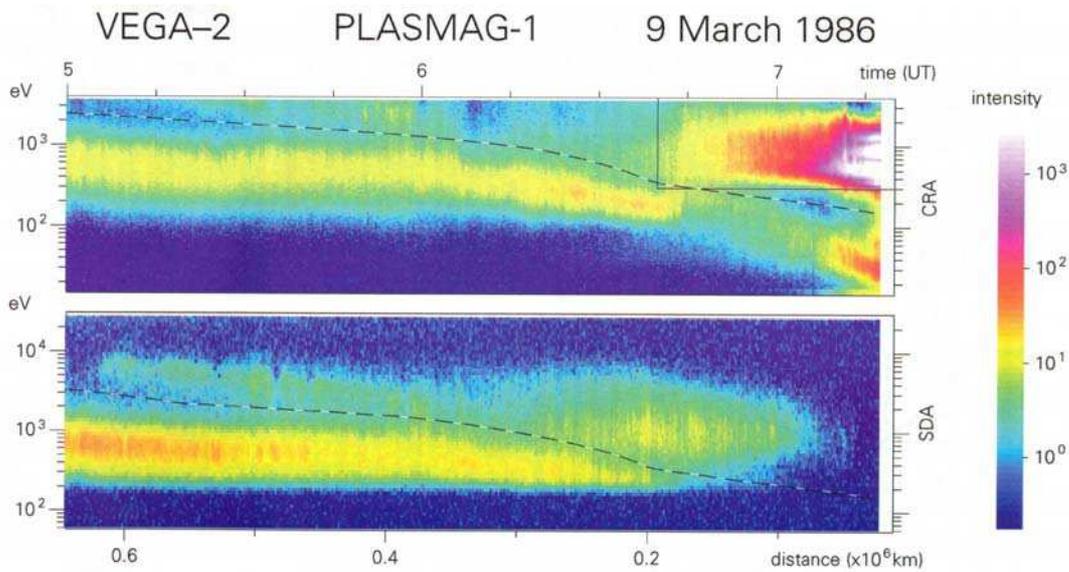


Figure V.15. Spectre d'ions mesuré dans la direction de la comète (CRA) et en direction du soleil (SDA) par l'expérience PLASMAG-1 à bord de la sonde Véga 2 lors de son passage près de la comète de Halley [Tatrallyay *et al.*, 1995].

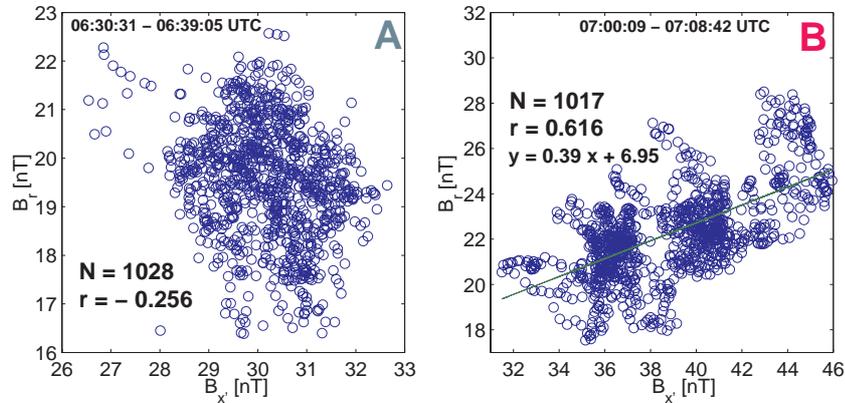


Figure V.16. Dépendance entre $B_{x'}$ et B_r dans l'intervalle A (magnétogaine) et B (MPR). Les coefficients de régression linéaire obtenus montrent une augmentation du "draping". Au même endroit, l'expérience PLASMAG-1 détectait un changement dans les propriétés du plasma autour de la comète de Halley.

En conséquence, ces résultats s'opposent clairement au concept de "cometopause" définie par *Gringauz et al.* [1986] comme une frontière purement chimique. Pourtant, les mesures de l'expérience PLASMAG-1 montrent effectivement un changement dans les propriétés du plasma (au moins dans son champ de vue) à une

distance compatible avec l'augmentation du "draping". Si l'on considère la distance à laquelle ces signatures ont lieu ainsi que la géométrie de la trajectoire des sondes Giotto et Véga, il est fort probable qu'à ce moment-là la sonde Véga ait traversée de fait la MPB de la comète de Halley.

Comète Grigg-Skjellerup (Giotto)

Le 10 juillet 1992, la sonde Giotto a survolé la comète Grigg-Skjellerup. Malheureusement, certains instruments endommagés après le passage près de la comète de Halley ont du être éteints à cette occasion [Grensemann and Schwehm, 1993]. Pourtant, comme le montre la Figure V.17, les données magnétiques ont permis d'identifier clairement la MPB à partir des signatures mentionnées précédemment: principalement un saut abrupt sur $|\mathbf{B}|$ (particulièrement net pour la partie "outbound"), mais également une décroissance dans le niveau de fluctuation de la direction et de la magnitude du champ magnétique par rapport à la magnétogaine [Mazelle et al., 1995].

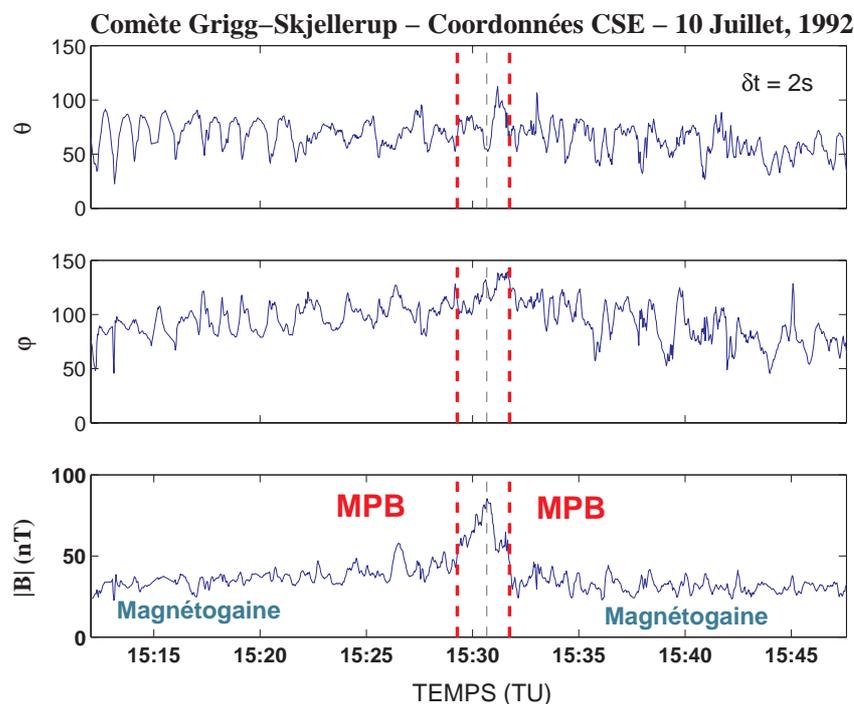


Figure V.17. Données magnétiques de la sonde Giotto lors de sa rencontre avec la comète Grigg-Skjellerup en coordonnées CSE (étant θ l'angle entre \mathbf{B} et l'axe Z_{CSE}). Dans l'intervalle montré, la sonde se trouve à l'intérieur de l'onde de choc. De deux côtés du passage au plus près (signalé par un trait gris vers 15:30:43 TU, à ~ 200 km du noyau) les traversées de la MPB sont clairement identifiables.

Deux problèmes se sont présentés lorsqu'on a voulu étudier la dépendance entre B_x et B_r de dans la région d'empilement magnétique. Le premier était la taille exiguë de la MPR par rapport aux autres comètes analysées, une conséquence d'un niveau d'activité plus faible. La deuxième difficulté était l'indisponibilité des données à une résolution meilleure que 2 s, ce qui empêchait d'avoir suffisamment de points dans la MPR afin d'obtenir des résultats statistiquement acceptables (nous n'avons en général qu'une dizaine de points dans la MPR).

Malgré ces limitations, une comparaison des valeurs de B_x et B_r dans la MPR montre une dépendance linéaire assez définie, tandis qu'à l'extérieur de la MPB, dans la magnétogaine, la corrélation entre ces deux composantes est très pauvre.

Ainsi, nous pouvons anticiper que cette augmentation du "draping" sera visible si l'on utilise des données magnétiques à haute résolution qui permettent d'avoir un nombre suffisant d'échantillons dans la MPR, qui soit également comparable à celui dans l'intervalle choisi dans la magnétogaine.

Vénus

Le dernier objet non magnétisé possédant une atmosphère qui restait à analyser était Vénus. En conséquence, nous avons décidé d'appliquer l'étude d'augmentation du "draping" sur les données magnétiques à haute résolution fournies par PVO près de la partie externe de la région de la barrière magnétique. Afin d'identifier cette couche frontière nous avons utilisé les mêmes critères d'identification que ceux de la MPB martienne pour les données magnétiques de MGS. Nous avons cependant trouvé que cette identification ne se faisait pas facilement, les signatures n'étant pas toujours claires.

Les Figures V.18 et V.19 comparent les mesures de champ magnétique de MGS et PVO pour deux types de profils de $|\mathbf{B}|$ du côté jour [Bertucci *et al.*, 2003b]. La Figure V.18 reprend pour comparaison les mesures de l'orbite P527 de MGS montrée auparavant sur les Figures III.21 et V.4. La Figure V.18b montre le champ magnétique mesuré par le magnétomètre PVO/OMAG autour de Vénus pour l'orbite 185 entre 360 km et 6460 km d'altitude (ce qui équivaut à 1.06 et 2.07 R_V en distance radiale).

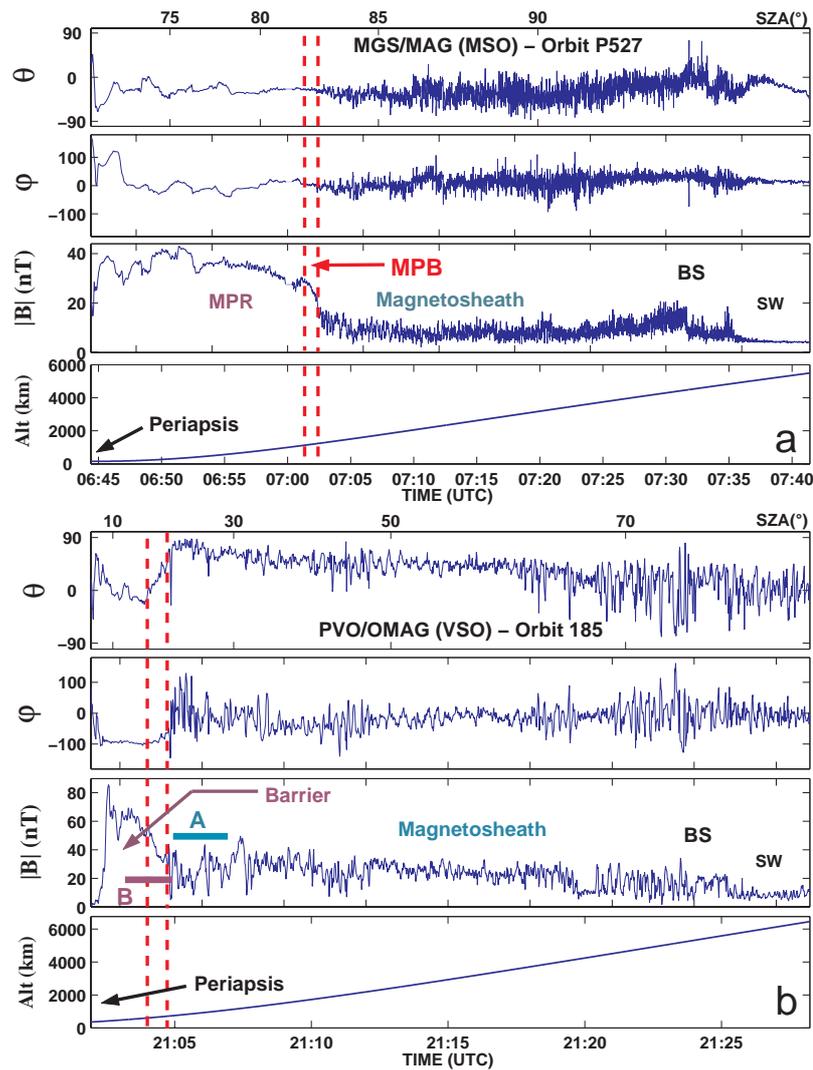


Figure V.18. Comparaison des profils de champ magnétique pour Mars et Vénus: en haut (a), les données MGS MAG autour de la MPB martienne pour l'orbite P527. En bas (b), données PVO/OMAG en coordonnées VSO sphériques, entre 360 km et 6460 km d'altitude. Un gradient très fort est aperçu sur $|B|$ à ~660 km d'altitude ($1.11 R_V$ de distance) et à $\sim 18^\circ$ SZA, lorsque la sonde entre dans la région de la barrière magnétique vénusienne [Bertucci *et al.*, 2003b].

Le système de coordonnées est le VSO, défini de manière équivalente au MSO. En aval de l'onde de choc, le champ magnétique dans la magnétogaine montre aussi de fortes variations dans la magnitude et la direction (associées en partie à des ondes de grande amplitude). Comme dans la Figure V.18a (au-dessus), la limite externe de la région de la barrière magnétique (tirets rouges), traversée près du point subsolaire ($\sim 18^\circ$ SZA) à ~660 km d'altitude ($\sim 1.11 R_V$ en distance radiale), apparaît bien définie comme

un saut abrupt sur $|\mathbf{B}|$ (une augmentation d'un facteur 2.5 pour une variation de ~ 100 km en altitude) suivi d'une décroissance sur les fluctuations du champ magnétique qui est particulièrement claire sur les panneaux montrant les angles. Ce type de profil est associé à un champ interplanétaire (IMF) principalement axial [Luhmann, 1991] ce qui explique la forte activité des ondes électromagnétiques, celles engendrées par les ions planétaires implantés étant favorisées par cette configuration (c.f. chapitre IV).

La région de la barrière magnétique, du côté jour, est l'endroit où la pression dynamique initiale du vent solaire en amont du choc, convertie en grande partie en pression thermique du plasma dans la magnétogaine, est finalement convertie majoritairement en pression magnétique juste au-dessus de l'ionosphère. La magnitude maximale du champ magnétique dans la barrière (point culminant de $|\mathbf{B}|$ dans la région) pour cette orbite est ~ 87 nT. A cause principalement des limitations de l'instrumentation plasma de la sonde PVO, cette région d'interaction du vent solaire avec Vénus reste l'une des moins connues [Phillips and McComas, 1991].

La Figure V.19b montre les données magnétiques obtenues par la sonde PVO le long de l'orbite 152 entre 210 km et 6800 km d'altitude (de $1.03 R_V$ à $2.12 R_V$ en distance radiale). Le profil de $|\mathbf{B}|$ est similaire à celui de l'orbite P226 de MGS décrite précédemment (Figure V.19a). La magnitude maximale du champ magnétique dans la barrière est ~ 73 nT, tandis que pour Mars elle est de ~ 33 nT. Ceci est compatible avec le fait que la pression dynamique du vent solaire au niveau de l'orbite de Vénus est en moyenne plus élevée que celle de Mars. Le long de l'orbite 152, le champ magnétique interplanétaire moyen est principalement transverse. La transition entre la magnétogaine et la région de la barrière magnétique de Vénus est plutôt graduelle sur $|\mathbf{B}|$, mais le changement dans le régime est clair si l'on considère l'évolution de θ et ϕ , même si leur variabilité est moins importante que celle observée sur la Figure V.18b. Les tirets rouges à 735 km d'altitude ($1.12 R_V$ en distance radiale) et $\sim 50^\circ$ de SZA aident à identifier ce changement. La frontière ionosphérique martienne [Mitchell et al., 2001] et l'ionopause de Vénus se trouvent immédiatement au-dessous de la barrière magnétique.

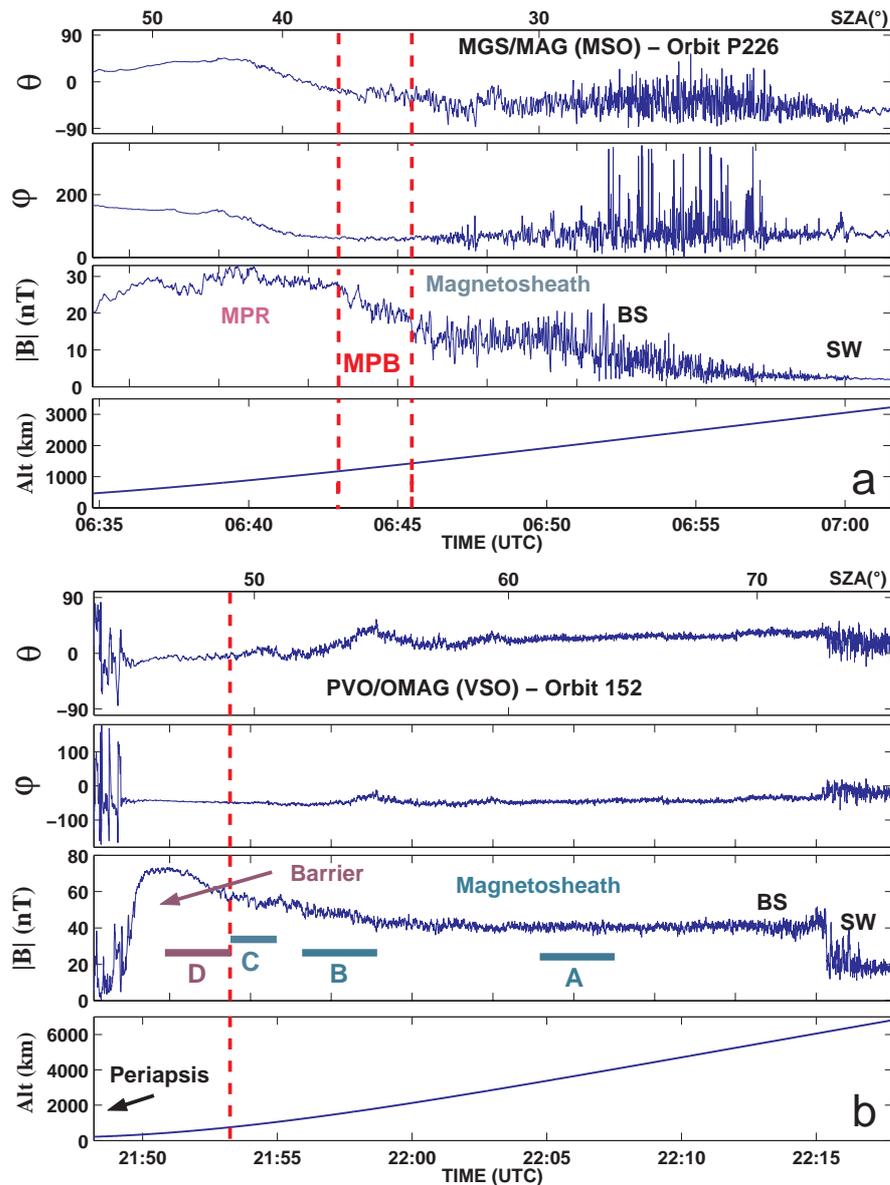


Figure V.19. a) Données magnétiques obtenues par MGS autour de la MPB martienne sur l'orbite P226. Au moment de la traversée de la MPB (à ~ 1300 km d'altitude), il n'y a pas de saut particulier sur $|B|$. b) Données PVO/OMAG en coordonnées VSO sphériques sur une orbite où il n'y a pas de fort gradient sur $|B|$ entre la magnétogaine et la région de la barrière magnétique. Les tirets rouges à 735 km d'altitude et $\sim 50^\circ$ SZA aident à différencier les deux régimes à partir des variations de θ et ϕ [Bertucci et al., 2003b].

Nous avons étudié la dépendance entre B_x et B_r pour l'orbite 185. Tout d'abord, nous avons défini un repère VSO prenant en compte l'aberration comme pour Mars à partir d'une rotation de 5° autour de l'axe z du repère VSO. Ensuite, nous avons analysé deux intervalles entourant l'endroit où la barrière magnétique commence à se former. La

Figure V.20 montre au dessus $B_{x'}$ et B_r aux alentours de la frontière externe de la région de la barrière magnétique et au dessous $B_{x'}$ en fonction de B_r sur les intervalles A (736 - 1088 km d'altitude) et B (492 - 725 km d'altitude). Sur l'intervalle A (magnétogaine) le coefficient de corrélation dénote un faible "draping" ($|r| = 0.35$), tandis que dans l'intervalle B, la corrélation entre les deux composantes ($|r| = 0.91$) montre clairement que le "draping" devient fort dès que la sonde entre dans la région de la barrière magnétique.

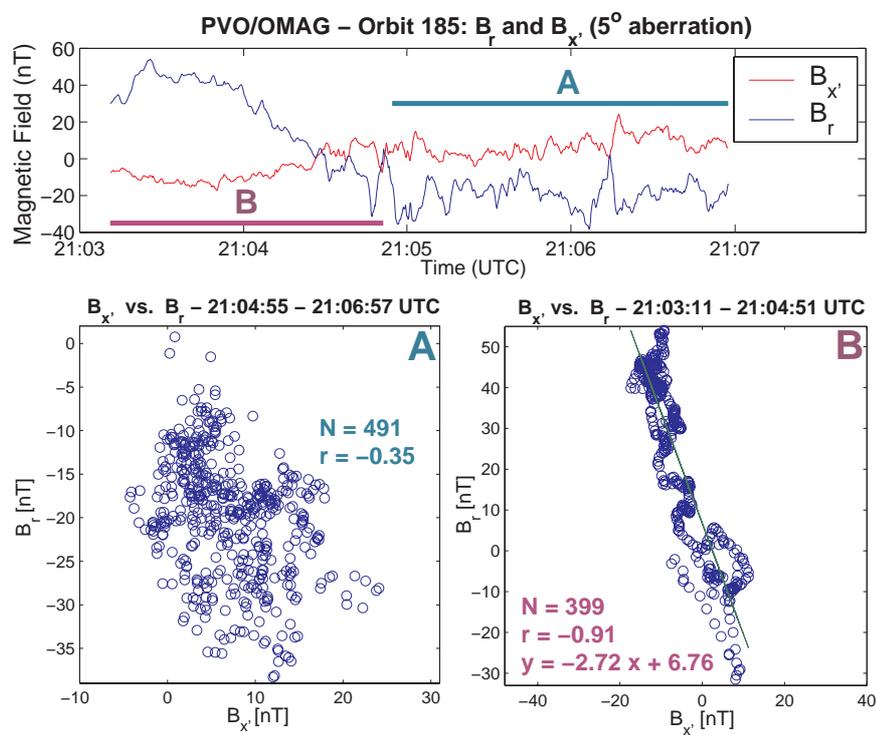


Figure V.20: Dépendance entre $B_{x'}$ et B_r sur les intervalles A et B de la Figure V.18b. Un changement dramatique dans les coefficients de régression linéaire entre $B_{x'}$ et B_r met en évidence l'augmentation du "draping" de A à B [Bertucci et al., 2003b].

Nous avons ensuite fait la même étude pour l'orbite 152. Nous avons examiné quatre intervalles étiquetés A, B, C, et D en fonction des valeurs décroissantes de l'altitude (Figure V.21). L'intervalle A se trouve au milieu de la magnétogaine (3304 - 4046 km d'altitude) tandis que le B (1272 - 1822 km d'altitude) se trouve plus bas dans la magnétogaine, près de la région de la barrière magnétique. L'intervalle D se trouve bien à l'intérieur de la région de la barrière magnétique (432 - 741 km d'altitude) dans le manteau de plasma, et elle est adjacente à l'intervalle C (731 - 1046 km d'altitude). La

comparaison des coefficients de régression linéaire dans les intervalles A ($|r| = 0.00$), B ($|r| = 0.41$), C ($|r| = 0.49$), et D ($|r| = 0.97$) permet de conclure que, comme dans l'exemple précédent, il y a une augmentation brutale du "draping" à travers la frontière située entre C et D, même s'il n'y a aucune signature particulière sur le module de $|\mathbf{B}|$ à cet endroit.

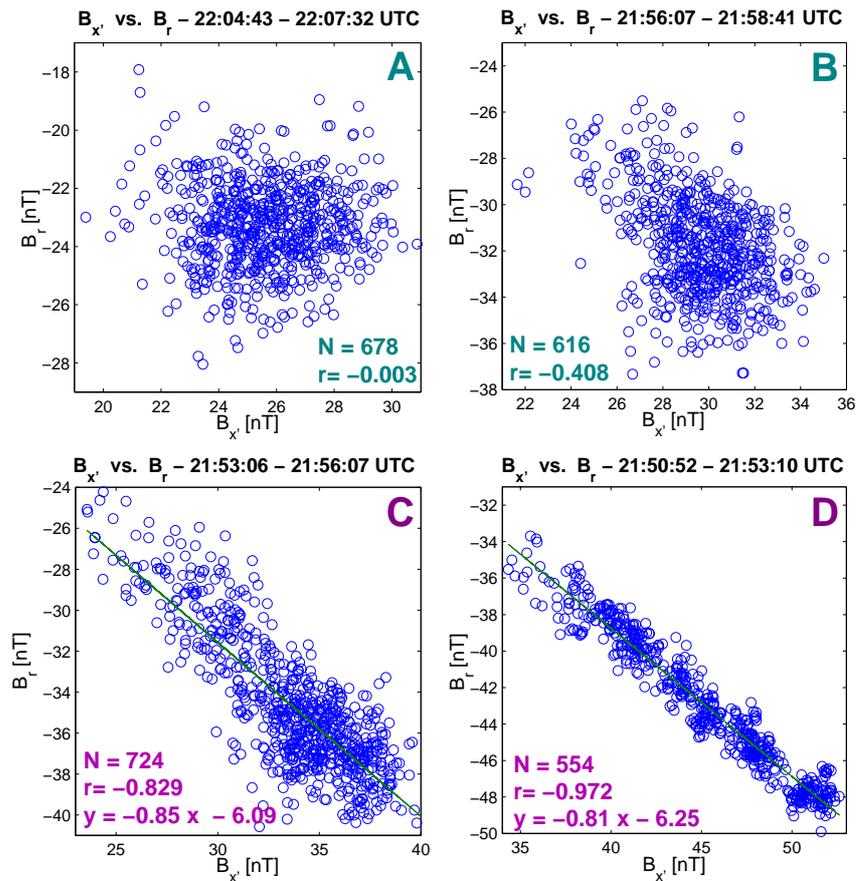


Figure V.21. B_x en fonction de B_r dans les intervalles A, B, C, et D. Un changement notable dans les coefficients de régression linéaire entre B_x et B_r a lieu entre les intervalles C ($|r| = 0.49$) et D ($|r| = 0.97$) [Bertucci et al., 2003b].

L'augmentation du "draping" a été observée pour toutes les orbites PVO analysées. Les deux cas qui viennent d'être présentés sont des exemples représentatifs (Tableau V.3).

Tableau V.3. Coefficients de régression linéaire dans des intervalles autour de la frontière externe de la région de la barrière magnétique (en amont: r_{am} ; en aval: r_{av}) pour différents types d'orbites PVO.

Orbite	SZA(°)	LT(hr)	Alt(km)	$\Delta alt_{am}(km)$	N_{am}	$ r_{am} $	$\Delta alt_{av}(km)$	N_{av}	$ r_{av} $
152	50	3PM	735	758-1046	402	0.49	432-741	554	0.97
170	23	1PM	564	567-811	401	0.01	385-561	372	0.90
185	18	midi	657	735-1087	491	0,35	492-725	399	0.91

V.1.1.4 Discussion

Une nouvelle caractéristique de la MPB martienne

Les résultats qui viennent d'être présentés montrent qu'une augmentation soudaine et drastique du "draping" des lignes de champ magnétique a lieu au niveau de la MPB martienne, en contraste avec l'idée d'un "draping" progressif entre l'onde de choc et l'obstacle planétaire final proposée par les modèles à un seul fluide comme la dynamique des gaz [Spreiter and Stahara, 1992], où la MHD [e.g., Liu, 2001; Ma et al., 2002]. Ainsi, le champ magnétique, qui dans la magnétogaine est très variable en magnitude et en direction, devient soudainement organisé aussitôt la frontière franchie. Dans cette région, le champ fortement enroulé accompagne désormais un plasma qui est beaucoup plus froid, dense et lent. C'est la conséquence de l'alourdissement du flot du vent solaire post-choc par des ions lourds d'origine planétaire qui commencent à dominer [Lundin et al., 1990; Vaisberg, 1992a] via des mécanismes d'ionisation comme l'impact d'électrons et l'échange de charge [Crider et al., 2000] qui se rajoutent à la photo-ionisation par le flux EUV solaire. La limite inférieure de cette région est l'obstacle final martien, dont la nature peut être très diverse: une ionopause comme dans le cas de Vénus, la limite externe de la cavité diamagnétique comme celle des comètes [Luhmann, 1986], ou, dans certaines régions, les champs magnétiques d'origine crustale [Acuña et al., 2001].

L'augmentation du "draping" est observée dans toutes les orbites analysées indépendamment de la présence et de la valeur du gradient de la magnitude du champ magnétique à la frontière. Ceci met en évidence que le changement dans la topologie 3D du champ magnétique n'est pas forcément lié à la "rapidité" avec laquelle l'empilement

se produit. Par conséquent, l'augmentation du "draping" est un moyen supplémentaire pour identifier la MPB lorsque la signature sur $|\mathbf{B}|$ n'est pas claire.

D'autre part, pour certaines orbites, (par exemple, l'orbite 1180), la sonde a survolé des sources crustales de magnétisation lors du passage au périastre, mais les résultats ne semblent pas être affectés par leur présence.

Bien que l'effet n'ait pas été constaté du côté jour sur les mesures du champ magnétique des sondes soviétiques Mars 2, 3, 5 et Phobos 2 à cause d'une couverture marginale ou parfois nulle de la MPR [*Vaisberg*, 1992b; *Riedler et al.*, 1989], les résultats de cette étude sont compatibles avec les observations à travers la frontière externe de la queue magnétique par ces sondes à différentes distances de la planète, même si les interprétations n'ont pas toujours été semblables. Dans le cas des sondes Mars 2, 3, et 5, la transition entre les champs turbulents de la magnétogaine et les champs réguliers de la queue a été considérée par *Dolginov et al.* [1976], comme une évidence en faveur de l'existence d'une frontière du type magnétosphérique. Pourtant, *Russell* [1978a,b] ayant réexaminé les observations de *Dolginov et al.* [1976] a conclu que c'est le "draping" qui explique les caractéristiques des lignes de champ à l'intérieur de la frontière de la queue magnétique. Quelques années plus tard, *Yeroshenko et al.* [1990] ont repéré le même comportement au niveau de la frontière de la queue magnétique martienne à partir des données magnétiques de la sonde Phobos 2 à 2.86 R_M . Dans le même travail, les auteurs ont également déduit que l'orientation du champ magnétique dans la queue est contrôlée par celle du champ magnétique interplanétaire en amont de l'onde de choc.

En plus de l'information concernant la structure du champ magnétique, les observations plasma dans la queue martienne fournies par les satellites Mars 2, 3, 5 et Phobos 2 sont compatibles avec les résultats obtenus du côté jour.

Les sondes Mars 2, 3, et 5 ont exploré l'environnement martien au dessus de 1100 km d'altitude comme le montre la Figure V.22. L'instrumentation plasma à bord de ces satellites était presque identique: des analyseurs électrostatiques cylindriques RIEP avec des multiplicateurs des canaux d'électrons (CEM) et des analyseurs de potentiel retardé (RPA) à large angle capables de détecter les ions et électrons. Les axes des champs de vue des détecteurs d'ions pointaient vers le soleil tandis que celui des électrons pointait dans la direction antisolaire.

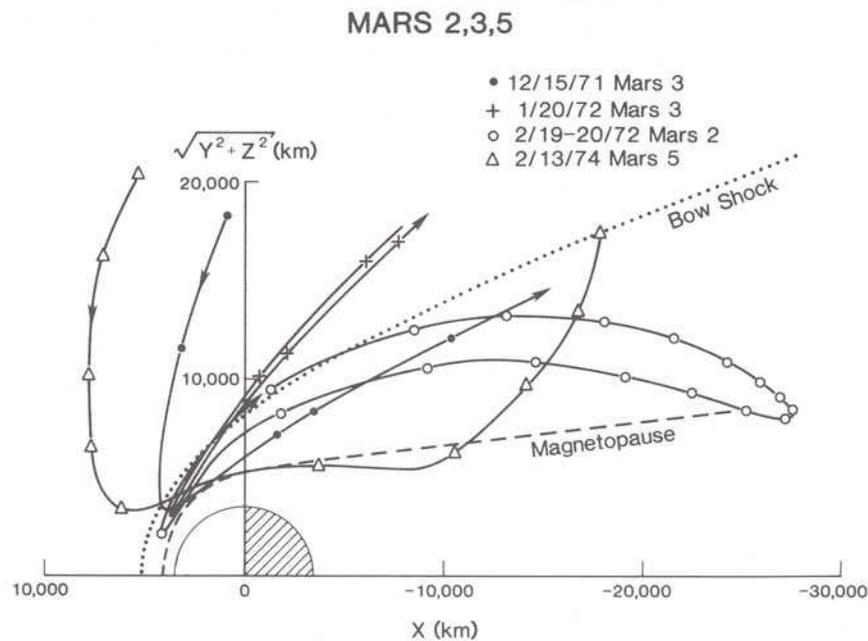


Figure V.22. Trajectoires des sondes Mars 2, 3, 5 [Vaisberg, 1992b].

Malgré les limitations en résolution temporelle des instruments plasma à bord des sondes Mars [Vaisberg, 1992b], Bogdanov and Vaisberg [1975] ont pu identifier une région coïncidant avec la MPR du côté jour qui est remplie d'un plasma de basse énergie avec $T_i \sim 10-20$ eV, bien au-dessous des valeurs typiques dans la magnétogaine (ou "ionogaine"). Cette région, qui a été appelée "ion cushion" ou coussin d'ions, qui est coïncidente avec la MPR, a des propriétés similaires à la région appelée "manteau de plasma" (en anglais "plasma mantle") autour de Vénus [voir par exemple: Vaisberg et al., 1990].

Du côté nuit, les mesures d'ions avec le spectromètre de plasma RIEP à bord de Mars 5 ont montré qu'il était possible de discriminer entre des ions de masses différentes [Vaisberg, 1992b]. La queue magnétique est identifiée à partir de l'augmentation de la magnitude du champ magnétique ainsi que par la direction majoritairement parallèle à l'axe soleil-planète, une configuration associée au "draping". On peut constater que la queue est pratiquement dépourvue d'ions plus légers, tandis que les ions "lourds" peu énergétiques forment l'écoulement de plasma de la queue [Vaisberg, 1992a], avec une diminution des premiers qui est plutôt soudaine (sur une échelle spatiale de ~ 100 km). Ces observations indiquent que la région occupée par les lobes de la queue est la contrepartie du côté nuit de cet "ion cushion" ou MPR.

Les mesures de l'expérience ASPERA à bord de Phobos 2 [Lundin *et al.*, 1989] sont compatibles avec cette connexion entre la MPR et les lobes de la queue, en montrant une dominance commune des ions lourds (spécialement O^+) sur les ions légers (H^+).

Enfin, l'ajustement par une conique unique [voir aussi, Trotignon, 2003] des traversées côté jour et au-delà du terminateur par Vignes *et al.*, [2000] montrent que pour Mars les lignes de champ magnétique traversées à la MPB du côté jour et à la frontière de la queue magnétique du côté nuit sont effectivement connectées topologiquement. Ainsi, la MPB est la contrepartie côté jour de la frontière externe de la queue magnétique.

Vénus: Evidence en faveur d'une MPB

Les résultats montrent encore une fois que, contrairement aux prédictions des approches classiques utilisées pour décrire la configuration tridimensionnelle du champ magnétique autour de Vénus [Spreiter and Stahara, 1992; Tanaka and Murawski, 1997], le "draping" des lignes de champ ne devient important qu'à l'intérieur d'une couche très fine (ou frontière) et très bien définie au niveau de la limite extérieure de la région de la barrière magnétique vénusienne [Bertucci *et al.*, 2003b]. Dès que cette "frontière d'enroulement" est traversée, le champ magnétique devient organisé. Cette augmentation soudaine du "draping" est indépendante de l'orientation du champ interplanétaire en amont du choc et n'est pas nécessairement associée à un saut abrupt sur le profil de $|\mathbf{B}|$ entre la magnétogaine et la région de la barrière magnétique puisqu'elle est présente même si $|\mathbf{B}|$ y varie régulièrement comme dans le cas de l'orbite 152 de PVO.

Si l'on considère les positions de la sonde lors de la traversée de cette "frontière d'enroulement" (Figure V.23), on peut constater que ces positions pourraient être compatibles avec une section conique axisymétrique. Pourtant, il faudra avoir plusieurs traversées, bien distribuées en SZA afin d'avoir un ajustement correct.

Saunders and Russell, [1986] soutiennent que les lignes de champ à la frontière de la queue magnétique vénusienne (ou "magnétopause") se ferment du côté jour bien au-dessus de l'ionopause. Slavin *et al.* [1989] ont montré que la structure de la frontière de la queue magnétique et le plasma observés dans la queue vénusienne semblent être

contrôlés par la direction du champ IMF en amont du choc.

Augmentation du draping pour les orbites PVO 152, 170 et 185

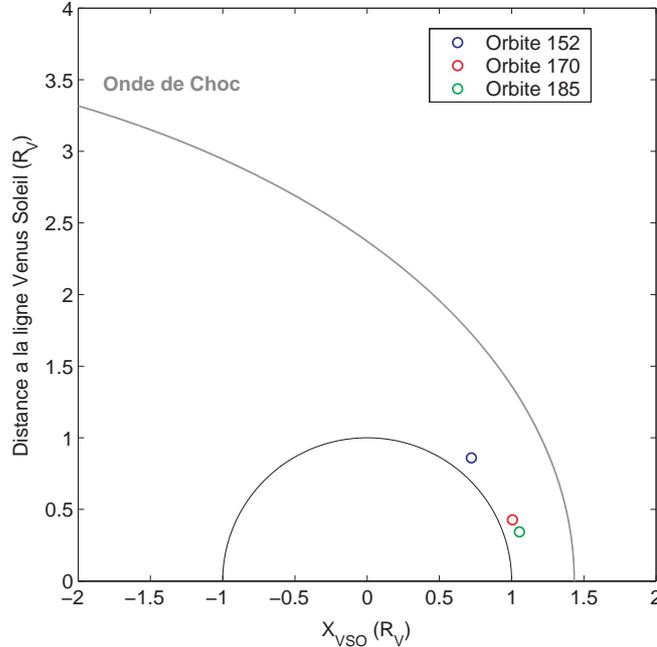


Figure V.23. Position de la "frontière d'enroulement" pour les orbites PVO incluses dans le Tableau V.3. La courbe en gris montre la position moyenne de l'onde de choc d'après *Slavin et al.* [1980].

Parmi les études faites à partir des données plasma de PVO, *Spenner et al.* [1980] ont étudié le changement du spectre d'électrons entre la magnétogaine et l'ionosphère dans la gamme d'énergie entre 12 et 40 eV. Les flux pour les différents niveaux d'énergie ont été obtenus à partir des valeurs de courant mesurées par l'instrument RPA (analyseur du potentiel retardé) [*Knudsen et al.*, 1980] en supposant une distribution isotrope. *Spenner et al.* [1980] ont pu identifier trois types de spectres d'électrons suprathermiques: un spectre caractéristique de la magnétogaine, un spectre plus froid caractéristique de l'ionosphère et un troisième type intermédiaire correspondant à la région qui coïncide avec la région de la barrière magnétique du côté jour et les lobes de champ magnétique fortement enroulés de la queue du côté nuit. Cette région de transition a été appelée "manteau" par les auteurs.

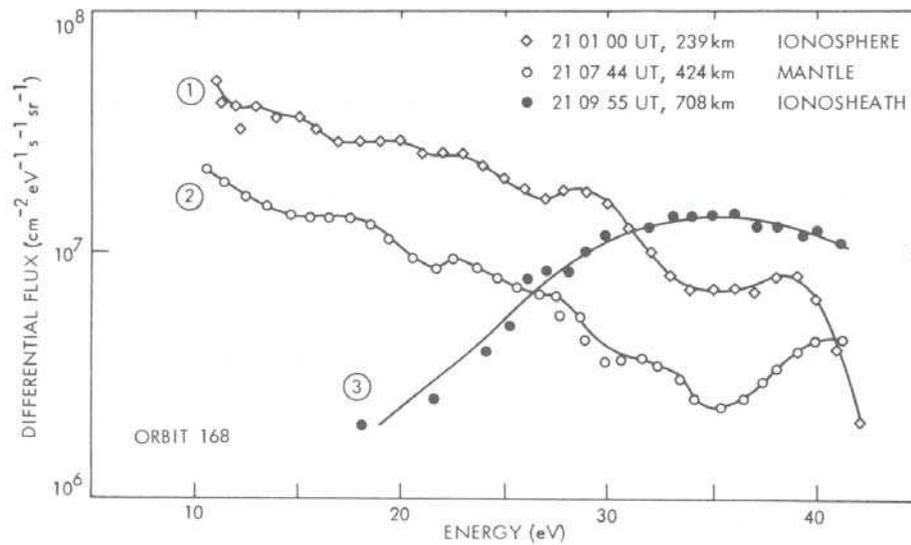


Figure V.24. Spectres obtenus par l'instrument RPA à bord de la sonde PVO dans l'ionosphère (1), dans le manteau (2), et dans la magnétogaine (3) de Vénus [Spenner *et al.*, 1980].

La Figure V.24 [Spenner *et al.*, 1980] montre trois spectres d'électrons entre 10 et 40 eV déduits des mesures de l'instrument PVO/RPA dans l'ionosphère (1), dans le manteau (2) et dans la magnétogaine (3) pour l'orbite P168. Dans le spectre 1 le flux décroît d'un ordre de grandeur entre 12 et 40 eV. Lorsque l'altitude augmente, la forme du spectre change. Le spectre 2 obtenu en dehors de l'ionosphère, montre une augmentation de flux autour de 35 eV. Plus haut en altitude, la partie la plus énergétique du spectre continue à croître, tandis que la partie la moins énergétique décroît jusqu'à disparaître au-dessous du seuil de détection (spectre 3).

Le manteau continue du côté nuit et correspond à la région à l'intérieur de la frontière externe de la queue magnétique, où les instruments plasma à bord des sondes Venera 9 et 10 ont mesuré des flux d'ions d'origine planétaire aux énergies cinétiques entre 100 et 200 eV et aux températures entre 1 et 10 eV [Vaisberg *et al.*, 1976; Vaisberg and Zeleny, 1984]. Au-delà des différences évidentes entre les caractéristiques techniques des instruments à bord des sondes Mars, Venera, et Phobos 2, les propriétés magnétiques et du plasma de la MPR autour de Mars et de la région de la barrière magnétique/manteau de plasma sont analogues.

Toutes ces considérations suggèrent fortement qu'au-delà des différences au niveau de l'instrumentation à bord des différentes sondes, notamment par rapport aux mesures d'ions, cette "frontière d'enroulement" est en effet l'équivalent vénusien des

MPB martienne et cométaire et ainsi la contrepartie côté jour de la frontière de la queue magnétique. Ceci est soutenu par les similitudes entre les propriétés des électrons suprathermiques de part et d'autre des MPB martienne et cométaire [Vignes *et al.*, 2000; Crider *et al.*, 2000; Mazelle *et al.*, 1989] et de la frontière externe du manteau de plasma vénusien [Spenner *et al.*, 1980]. Dans un article général sur la magnétogaine et la queue magnétique de Vénus, Phillips and McComas [1991] affirment: "*la connexion de la queue à la région d'interaction proche de la planète n'est toujours pas bien comprise*". Les résultats que nous avons obtenus permettent de proposer une solution viable à ce problème en montrant que la frontière de la queue magnétique est effectivement connectée à la MPB.

Zhang *et al.* [1991a] ont défini arbitrairement la limite externe de la région de la barrière magnétique vénusienne comme la surface où la pression magnétique devient égale à la moitié de la pression dynamique du vent solaire en amont de l'onde de choc, ajustée par l'angle normal à la barrière. Ils ont ainsi obtenu une distribution des altitudes des limites supérieures en fonction des valeurs d'angle solaire zénithal (SZA) pour plusieurs orbites de PVO (Figure V.25). Ensuite, les auteurs ont considéré des intervalles de 6° entre 0° et 90° sur les SZA et ont calculé les valeurs médianes des altitudes pour chaque intervalle (diamants noirs dans la Figure V.25) afin d'ajuster ces dernières valeurs à un polynôme de deuxième ordre. Ainsi:

$$\text{Altitude} = 0.16 \times (\text{SZA})^2 - 0.55 \times \text{SZA} + 498 \quad (\text{V.2})$$

Cet ajustement prédit une altitude de ~500 km au point subsolaire et ~1700 km sur le plan aube-crepuscule. Les valeurs moyennes d'altitude et de SZA correspondant à la couche signalée avec les deux traits pointillés dans la région B (Figure V.18b) sont 657 km et 18° respectivement, tandis que l'ajustement prédit 540 km pour la même valeur de SZA. Pour un SZA de 50°, la valeur d'altitude d'après l'ajustement est 871 km, alors que l'altitude de la couche qui sépare les régions C et D dans la Figure V.19b est 735 km. En conséquence, les valeurs d'altitude sont clairement compatibles avec les valeurs de l'ajustement en tenant compte de la dispersion des valeurs obtenues par Zhang *et al.* [1991a]. Cette similitude montre que la position de cette frontière externe, définie à l'aide de l'intensité du champ magnétique, coïncide avec l'endroit où l'on observe un changement réel et dramatique de la topologie tridimensionnelle du champ magnétique.

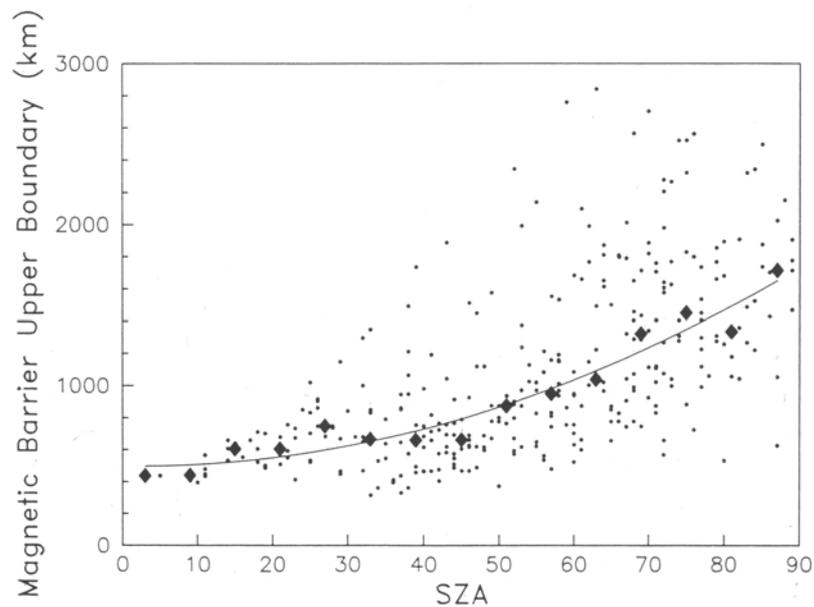


Figure V.25. Distribution des altitudes des limites supérieures de la barrière magnétique définies par *Zhang et al.* [1991a] en fonction des valeurs d'angle solaire zénithal (SZA) pour plusieurs orbites de PVO [*Zhang et al.*, 1991a].

V.1.2 Détermination de la normale à la frontière

Les résultats présentés précédemment demandent une description plus détaillée de la structure de la frontière en vue d'essayer de mieux comprendre sa nature. Les données à utiliser doivent avoir une résolution temporelle suffisante afin d'avoir plusieurs échantillons dans la couche frontière. Dans le cas de Mars et Vénus, l'épaisseur de la MPB est de quelques centaines de km (nous déterminerons plus précisément son épaisseur plus tard), ce qui permet d'assurer un nombre raisonnable d'échantillons.

Dans cette section, nous analysons la structure magnétique de la MPB martienne, ainsi que celle de la MPB vénusienne récemment découverte, en appliquant l'analyse de minimum de variance (MVA) sur les données de champ magnétique pour plusieurs traversées de la MPB par MGS et PVO.

La technique de minimum de variance, décrite dans la section II.2.1.2., a été utilisée dans les caractérisations de la magnétopause terrestre [e.g., *Sonnerup and Cahill*, 1967] et de la frontière externe de la queue magnétique d'objets atmosphériques non magnétisés [*Slavin et al.*, 1986; *Saunders and Russell*, 1986]. Elle donne la

direction de variance minimale \mathbf{e}_3 dans le champ magnétique à travers une couche de courant. Ainsi, \mathbf{e}_3 permet d'estimer la normale à la frontière et la composante normale B_n du champ magnétique moyen (\mathbf{B}_0) dans l'intervalle d'analyse. Dans le plan tangent à la couche se trouvent les directions de maximum de variance et de variance intermédiaire, \mathbf{e}_1 et \mathbf{e}_2 respectivement, de façon à ce que $\{\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3\}$ forme une base orthonormée.

Pour cette étude, nous allons considérer que les erreurs sur les orientations des vecteurs propres et sur les composants de \mathbf{B}_0 le long de ces vecteurs ne sont que d'origine statistique (on ne considère pas les effets liés à la non stationnarité ni d'erreurs systématiques). Ainsi, les erreurs dépendront seulement des valeurs propres $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, et du nombre d'échantillons N .

V.1.2.1 Résultats pour Mars

La Figure V.26 montre, à gauche, des données MGS MAG aux alentours d'une des traversées de la MPB martienne pour l'orbite P342 (13:48:14 – 13:50:40 TU), identifiée à partir des signatures mentionnées précédemment. Une fois la couche frontière identifiée de façon certaine, nous avons appliqué l'analyse MVA dans un sous-intervalle de façon à identifier au mieux la couche de courant associée à la frontière elle-même. L'intervalle d'analyse est 13:48:18 - 13:48:38 TU. La partie droite de la Figure V.26 montre deux hodogrammes décrivant les composantes du champ magnétiques le long des directions de variance maximale et intermédiaire (B_1 et B_2), ainsi que celles de maximum et minimum de variance (B_1 et B_3) pour l'intervalle 13:48:28 - 13:48:33 TU. Le rapport des valeurs propres intermédiaire et minimale $\lambda_2/\lambda_3 = 26.9$, et celui des valeurs propres maximale et minimale $\lambda_1/\lambda_2 = 6.1$ pour $N = 634$ montrent que le vecteur de minimum de variance, et donc la normale à la couche de courant, sont bien définis. La composante normale du champ magnétique moyen ($B_n = 2.5 \pm 0.2$ nT) est petite par rapport à la magnitude ($|B_n|/|B_0| = 0.12$) ce qui révèle que \mathbf{B}_0 est quasiment tangentiel. D'ailleurs, le champ magnétique reste principalement proche du plan ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$) et décrit une rotation anti-horaire. Les erreurs sur les directions des vecteurs propres ainsi que sur B_n ont été calculées à partir des équations II.10 et II.12 de la section II.2.1.1.

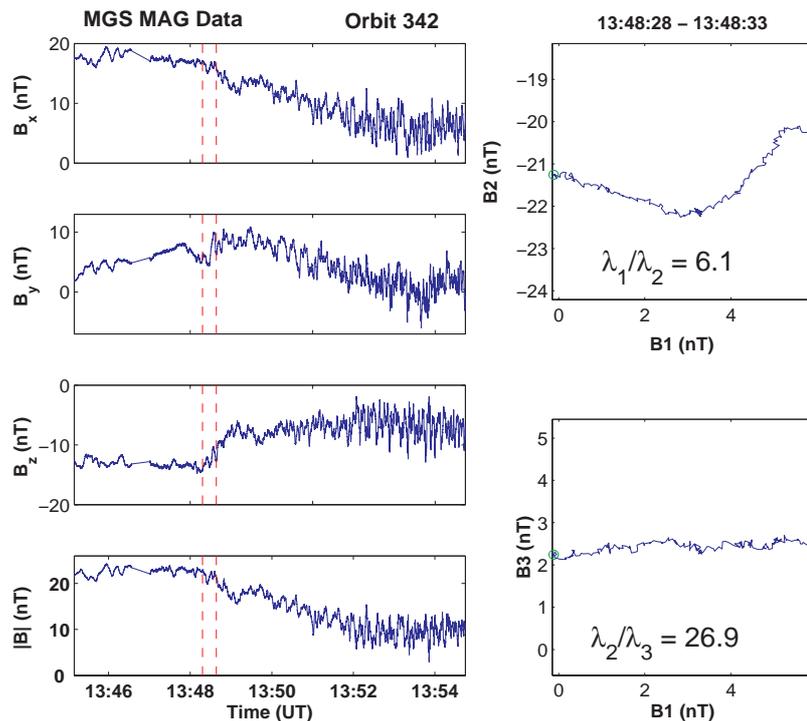


Figure V.26. Données MGS MAG à haute résolution (32/s) en coordonnées MSO pour une traversée pendant l'orbite 342 autour de 63° de SZA (traits verticaux). L'analyse MVA a été appliquée entre 13:48:18 et 13:48:38 TU. A droite, deux hodogrammes montrent la projection du champ magnétique sur les plans principaux de variance ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$) et ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_3$). Les rapports des valeurs propres sont aussi indiqués [Bertucci *et al.*, 2004b, soumis].

Nous avons ensuite comparé la direction du vecteur normal obtenu par l'analyse MVA avec le vecteur normal à la surface de la conique qui passe au mieux par les 1149 traversées de la MPB par MGS, cette conique étant calculée en utilisant la même méthode que celle de *Vignes et al.* [2000]. Cette comparaison s'est faite en calculant l'angle ψ entre les deux directions, le vecteur normal à la conique étant défini à l'intersection entre la surface elle-même et le vecteur position moyenne de la sonde dans l'intervalle d'analyse. Pour le cas présent $\psi = 12.0^\circ \pm 0.2^\circ$.

Le vecteur normal obtenu, il est possible de calculer approximativement l'épaisseur h de la frontière moyennant quelques hypothèses. Tout d'abord, on suppose que la position de la frontière ne change pas pendant la traversée (afin de s'affranchir de cette hypothèse il faudrait au moins deux sondes). En général, on s'attend à ce que plus l'angle entre la normale et le vecteur vitesse moyenne de la sonde dans la couche frontière (en supposant une trajectoire rectiligne dans la couche) est petit, plus petit sera le temps de traversée de la couche.

Pourtant, il est fort probable que l'épaisseur de la MPB varie en fonction de l'angle solaire zénithal (SZA) [Vignes *et al.*, 2000]. Ceci empêche de calculer h exactement. Malgré cela, $h' = |(\mathbf{r}_{\text{entrée}} - \mathbf{r}_{\text{sortie}}) \cdot \mathbf{n}|$ (où $\mathbf{r}_{\text{entrée}}$ et $\mathbf{r}_{\text{sortie}}$ sont les positions de la sonde à l'entrée/sortie apparentes de la MPB) reste une très bonne approximation de h pour des observations à une sonde. Si $(\mathbf{r}_{\text{entrée}} - \mathbf{r}_{\text{sortie}})$ est parallèle à \mathbf{n} , $h' = h$. Pour la traversée considérée, $h' = 80$ km pour $\sim 63^\circ$ de SZA. La distance entre la position moyenne de la sonde dans la couche frontière et l'ellipsoïde est $\delta = 0.073 R_M (\cong 248$ km). Cette valeur est presque deux fois plus grande que la longueur inertielle des protons dans la magnétogaine: $c/\omega_{pH^+} \cong 120$ km (calculée à partir d'une valeur typique pour la densité des protons de 4 cm^{-3} , d'après les mesures de l'expérience ASPERA). D'autre part, les données d'ASPERA permettent de voir que l'épaisseur apparente h' est largement inférieure au rayon de giration des protons implantés en amont du choc.

Normale MVA et Normale à l'ajustement MPB

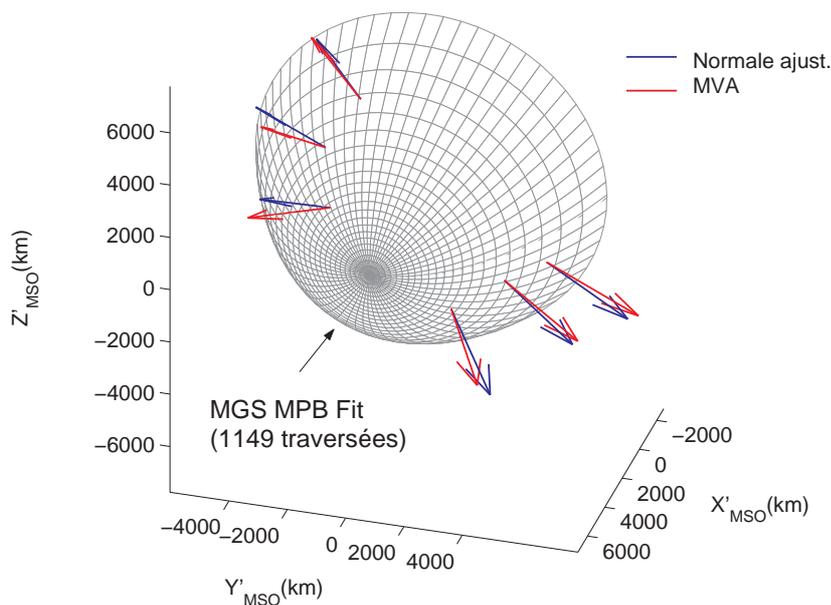


Figure V.27. Comparaison entre la normale issue de l'analyse MVA (flèches rouges) et la normale à la surface conique qui représente la position moyenne de la MPB (flèches bleues). Le schéma est représenté en coordonnées MSO avec une aberration de 4° [d'après Bertucci *et al.*, 2004b, soumis].

Le Tableau V.4 montre les résultats pour cette traversée et cinq autres entre 35° et 91° d'angle solaire zénithal (SZA): le rapport λ_2/λ_3 , N , B_n , θ_{Bn} (l'angle entre la normale \mathbf{n} et \mathbf{B}_0), le rapport $|B_n|/|B_0|$, l'angle ψ et δ . Il est intéressant de noter que les

valeurs de λ_2/λ_3 se trouvent au-dessus de 7.0, tandis que $76.8^\circ \leq \theta_{Bn} \leq 103.5^\circ$, ce qui montre que \mathbf{B}_0 est quasi-tangentiel. Un très bon accord est trouvé entre le vecteur normal obtenu par la méthode MVA et celui déduit de l'ajustement par une conique ($\psi < 13.9^\circ$). La Figure V.27 montre explicitement cette comparaison entre les deux normales: les flèches rouges représentent les normales issues de l'analyse MVA et les flèches bleues les normales à la conique d'ajustement pour les traversées décrites dans le Tableau V.4.

Tableau V.4. Normales à la MPB et comparaison avec la normale à la conique ajustée aux positions de 1149 traversées de la MPB par MGS [*Bertucci et al.*, 2004b, soumis].

Orbite	SZA (°)	Altitude (km)	λ_2/λ_3	N	B_n (nT)	θ_{Bn} (°)	$ B_n / B_0 $	ψ (°)	δ (R_M)
P33	64	2044	8.9	148	5.1 ± 0.6	78.6 ± 1.8	0.20	3.3 ± 1.4	0.339
P226	35	1259	9.4	59	-3.1 ± 1.0	97.9 ± 2.8	0.14	12.7 ± 1.4	0.145
P342	63	1118	26.9	634	2.5 ± 0.2	83.3 ± 0.5	0.12	12.0 ± 0.2	0.073
P486	91	1146	10.6	223	0.7 ± 0.2	87.7 ± 1.3	0.04	9.8 ± 1.0	0.123
P527	82	1227	18.4	554	1.7 ± 0.2	85.4 ± 0.6	0.08	3.4 ± 0.6	0.026
P1180	44	572	7.0	240	-5.7 ± 0.5	101.9 ± 1.6	0.21	12.0 ± 0.8	0.055

V.1.2.2 Etude autour de Vénus

La même analyse a été appliquée aux données PVO/OMAG au travers de la MPB vénusienne, identifiée du côté jour selon les critères suivants: augmentation de l'enroulement ("draping") des lignes de champ [*Bertucci et al.*, 2003a] et/ou présence d'une forte augmentation du gradient sur la magnitude du champ magnétique, suivi d'une décroissance des fluctuations de la direction du champ magnétique. La Figure V.28 montre les résultats pour l'orbite 185. Les panneaux de gauche montrent le champ magnétique en coordonnées VSO. L'intervalle d'analyse (21:03:57 – 21:04:18 TU) est repéré par deux traits verticaux. Les deux panneaux de droite contiennent les hodogrammes du vecteur champ magnétique sur cet intervalle. Les rapports $\lambda_2/\lambda_3 = 12.0$ et $\lambda_1/\lambda_2 = 4.3$ pour $N = 114$ montrent que le vecteur normal est bien défini. La

composante normale du champ magnétique moyen est $B_n = -14.9 \pm 1.2$ nT mais sa valeur relative par rapport à la magnitude du champ magnétique moyen est plus importante que dans le cas martien décrit précédemment ($|B_n|/|B_0| = 0.32$).

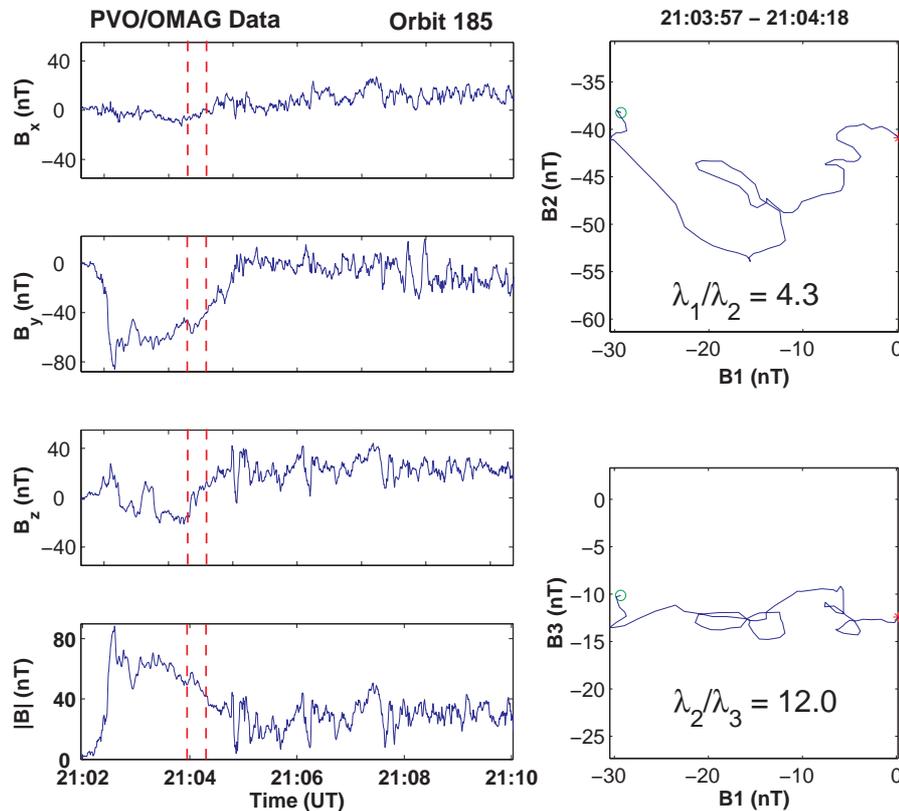


Figure V.28. Données PVO/OMAG à haute résolution (4/s) en coordonnées VSO pour une traversée de la MPB vénusienne pendant l'orbite 185 à 17° de SZA. L'analyse MVA s'applique entre 21:03:57 et 21:04:18 TU (traits verticaux). A droite, deux hodogrammes montrent la projection du champ magnétique sur les plans principaux de variance ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$) et ($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_3$). Les rapports des valeurs propres sont aussi indiqués [Bertucci et al., 2004b, soumis].

Le Tableau V.5 montre les résultats de l'analyse MVA pour quelques traversées de la MPB vénusienne, dans la région subsolaire ($SZA \leq 56^\circ$). L'angle θ_{B_n} varie entre 92.3° et 110.1° et, au moins pour ces exemples, ne semble pas être corrélé avec l'angle SZA. Ceci montre que, comme pour Mars, \mathbf{B}_0 est quasiment perpendiculaire à la normale à la frontière, autrement dit quasi-tangentiel.

Malheureusement, la comparaison de cette normale expérimentale avec une normale à un modèle de surface de la MPB vénusienne n'est pas encore possible puisque pour l'instant, le nombre de traversées identifiées pour Vénus n'est pas suffisant

pour obtenir un ajustement fiable.

Tableau V.5. Détermination du vecteur normal à la MPB vénusienne à partir des données PVO [Bertucci *et al.*, 2004b, soumis].

Orbite	SZA(°)	Altitude(km)	λ_2/λ_3	N	B_n (nT)	θ_{B_n} (°)	$ B_n / B_0 $
152	50	735	5.1	57	-15.7 ± 3.5	106.1 ± 4.2	0.28
170(ib)	56	619	15.0	53	-13.2 ± 1.8	101.8 ± 2.0	0.21
170(ob)	23	567	5.2	70	-9.3 ± 5.6	96.1 ± 3.8	0.11
180	11	480	10.1	174	-26.8 ± 2.6	103.4 ± 1.5	0.23
185	17	617	12.0	114	-14.9 ± 1.2	108.4 ± 1.7	0.32
635	8	495	9.2	173	-9.0 ± 0.8	99.4 ± 1.6	0.16

ib: "inbound" ob: "outbound"

V.1.2.3 Discussion sur les propriétés locales de la discontinuité

Les résultats montrent clairement que les MPB martienne et vénusienne présentent un vecteur normal bien défini révélant la présence d'une couche de courant le long du plan des variances maximale et intermédiaire. Le champ magnétique moyen est en général quasiment perpendiculaire au vecteur normal et θ_{B_n} semble être indépendant du SZA. Ceci est compatible avec l'augmentation de l'enroulement des lignes de champ rapportée à la MPB [Bertucci *et al.*, 2003a,b].

Le vecteur normal obtenu à partir de l'analyse MVA est en général similaire à la direction de la normale à la surface qui représente la position moyenne et la forme de la MPB, au moins dans le cas de Mars. Ceci confirme la compatibilité entre le modèle proposé par Vignes *et al.* [2000] pour la MPB martienne et la structure locale de la frontière.

Parmi les traversées de MPB analysées, nous avons trouvé quelques cas de traversées où la normale, quoiqu'elle soit bien déterminée, avait une direction non compatible à celle de la normale à l'ajustement de la MPB. Ces traversées sont très près de la position moyenne à une valeur élevée de SZA, ce qui indique que la MPB pourrait être une surface ondulée. La traversée la plus éloignée a lieu à $\delta \cong 1150$ km, mais $\psi = 3.3 \pm 1.4^\circ$ est petit, ce qui mène à l'idée que la MPB, comme toute frontière de plasma,

subit aussi des expansions-compressions.

Un autre point important est de déterminer quel est le type de discontinuité directionnelle (DD) auquel la MPB correspond. *Lepping and Behannon* [1980] ont estimé empiriquement une valeur de $|B_n|/|B_0|$ qui permet de différencier les discontinuités tangentielles (TD) des discontinuités rotationnelles (RD) en n'utilisant que des données magnétiques mono satellitaires. Il se trouve que toutes les DD avec $|B_n|/|B_0| > 0.30$ sont des RD avec 95 % de certitude. D'après ce critère, les traversées de la MPB martienne analysées sont des TD, tandis qu'autour de Vénus, 5 traversées sur 6 correspondent aux caractéristiques des TD et 1 traversée pourrait être une RD.

Des caractéristiques similaires ont été rapportées par *Saunders and Russell* [1986] à travers la frontière externe de la queue magnétique de Vénus: des discontinuités du type rotationnel ont été repérées pour des traversées magnétogaine/lobes, insinuant une connexion entre les champs dans les deux régions.

Ces observations renforcent une nouvelle fois l'idée selon laquelle la MPB côté jour et la frontière de la queue magnétique sont bien connectées [*Bertucci et al.*, 2003a], de la même manière que la région de la barrière magnétique est connectée aux lobes de la queue [*Russell and Vaisberg*, 1983], la direction de minimum de variance étant compatible avec la normale qui correspond à une queue cylindrique avec aberration.

Saunders and Russell [1986] ont trouvé à la frontière externe de la queue magnétique de Vénus des traversées du type RD, à partir de l'analyse MVA. Ces résultats sont encore une fois tout à fait compatibles avec l'idée que la MPB et la frontière de la queue forment une seule et même frontière [*Bertucci et al.*, 2003a] qui enferme la région de la barrière magnétique (MPR) et les lobes de la queue magnétique [*Russell and Vaisberg*, 1983].

Des études similaires ont été faites autour de la MPB des comètes Giacobini-Zinner et Halley. Dans leur étude sur la caractérisation de la frontière de la queue magnétique (la contrepartie côté jour de la MPB) de la comète G-Z, *Slavin et al.* [1986] ont obtenu une très bonne détermination de la normale à la couche de courant à partir des mesures magnétiques de la sonde ICE: $(\lambda_2/\lambda_3)_{\text{inbound}} = 13.5$; $(\lambda_2/\lambda_3)_{\text{outbound}} = 8.1$. Comme dans le cas des orbites martiennes traitées, l'analyse de la valeur de la composante normale du champ magnétique a permis *Slavin et al.* [1986] d'associer la frontière de la queue magnétique à une discontinuité de type tangentiel.

D'autre part, *Neubauer* [1987], en utilisant les mesures magnétiques de la sonde Giotto, obtient pour la MPB de la comète de Halley les valeurs suivantes: $(\lambda_2/\lambda_3)_{\text{inbound}} = 12.5$; $(\lambda_2/\lambda_3)_{\text{outbound}} = 19.4$. Même si pour ces observations $|B_n|/|B| = 0.05$ et 0.18 , respectivement, *Neubauer* [1987] interprète la structure magnétique de la MPB comme celle d'une TD ou une RD de propagation lente qui sépare deux régimes de plasma aux anisotropies de température fortement différentes. Or, seul le dernier cas permet le transport du plasma et du champ magnétique comme à la MPB. *Mazelle et al.* [1989] ont étudié les changements attendus sur le comportement du plasma à travers de la frontière. Comme l'équilibre de pression doit être respecté pour les deux types de discontinuités, dans le cas d'une TD MHD pure:

$$p_{\perp} + B^2 / 2\mu_0 = \text{constante} \quad (\text{V.3})$$

où p_{\perp} est la pression de plasma perpendiculaire au champ magnétique \mathbf{B} . Pour une RD, si \mathbf{n} est la normale à la frontière et \mathbf{P} est le tenseur de pression total, l'équilibre de pression a lieu lorsque:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{P} \cdot \mathbf{n} + B^2 / 2\mu_0 = \text{constante} \quad (\text{V.4})$$

Cette expression tend vers l'équation (V.3) pour une RD lente. Les données magnétiques fournies par MGS et PVO permettent de montrer qu'au niveau de la MPB, il y a typiquement un saut sur la pression magnétique d'un facteur 4 à 10, donc il est raisonnable d'affirmer que l'on devrait s'attendre à avoir des changements très importants dans la pression du plasma à la MPB, notamment sur p_{\perp} , en créant de plus de fortes anisotropies.

Pourtant, ces interprétations restent dans le cadre de la MHD idéale. Cependant, vu les changements des populations ioniques dominantes au niveau cette frontière (les populations du vent solaire laissent la place aux populations d'origine planétaire), il est fort probable que la MPB qui n'est pas reproduite par les approches monofluides soit une frontière de nature multi-ionique et multi-fluide: les conditions à satisfaire par les paramètres fluides des diverses populations du plasma au niveau de ce type de frontière peuvent être beaucoup plus complexes.

Le calcul approximatif de l'épaisseur de la MPB est un autre point important. Bien qu'une détermination plus exacte nécessite plusieurs sondes, la distance parcourue par la sonde le long de la direction normale donne une bonne approximation de l'épaisseur apparente si l'on suppose que la frontière est statique. Pourtant, *Dunlop et al.*

[2002] à partir des données magnétiques fournies par les 4 satellites Cluster ont révélé que la magnétopause de la Terre subit des accélérations qui vont jusqu'à 10 km/s^2 , indiquant que les variations apparentes sur l'épaisseur de la frontière pourraient être liées aux variations de vitesse. Pour la traversée de la MPB le long de l'orbite P342 de MGS, l'angle entre la normale et la vitesse de la sonde est $\sim 60^\circ$ et la sonde reste dans la couche frontière pendant ~ 2.5 minutes, il serait alors possible que la MPB ait bougé pendant la traversée (si l'on suppose un comportement comparable à celui de la magnétopause), en biaisant la détermination de l'épaisseur. Ce type de comportement est attendu dès lors que, même si la position moyenne de la frontière semble être indépendante du cycle solaire, elle peut être sensible aux changements dans la pression dynamique incidente.

V.1.3 Conclusions

Des résultats des études décrites dans les sections précédentes on peut tirer deux conclusions majeures. La première est la confirmation que la MPB est une frontière bien définie où la pression du plasma dans la magnétogaine, majoritairement thermique, se transforme de manière abrupte en pression magnétique. C'est aussi, est surtout, une frontière par rapport aux propriétés tridimensionnelles du champ magnétique, ce qui permet de la relier clairement à la frontière de la queue magnétique. Cette nouvelle signature est tellement liée à la MPB qu'elle a permis son identification dans les cas où la signature sur la magnitude du champ magnétique n'est pas claire. Or, il se trouve que cette caractéristique est aussi observée autour d'objets atmosphériques non magnétisés (où la MPB n'avait pas été identifiée) en coïncidence avec d'autres signatures caractéristiques de cette frontière, présentes de façon intermittente comme le saut sur $|\mathbf{B}|$ ou de façon permanente comme les changements drastiques dans la population du vent solaire par rapport aux populations originaires de l'objet central. La deuxième conclusion importante est qu'effectivement, une frontière avec les caractéristiques de la MPB est présente autour de Vénus, ce qui constitue un résultat nouveau et majeur dans la description de l'environnement de plasma de cette planète. Ceci permet de penser que cette frontière est présente autour de tous les corps non magnétisés possédant une ionosphère/exosphère. En même temps, l'inclusion de la MPB en tant que "frontière

d'enroulement" modifie la vision classique de l'interaction basée sur les modèles à un seul fluide comme la dynamique des gaz et la MHD (e.g., Figure I.11).

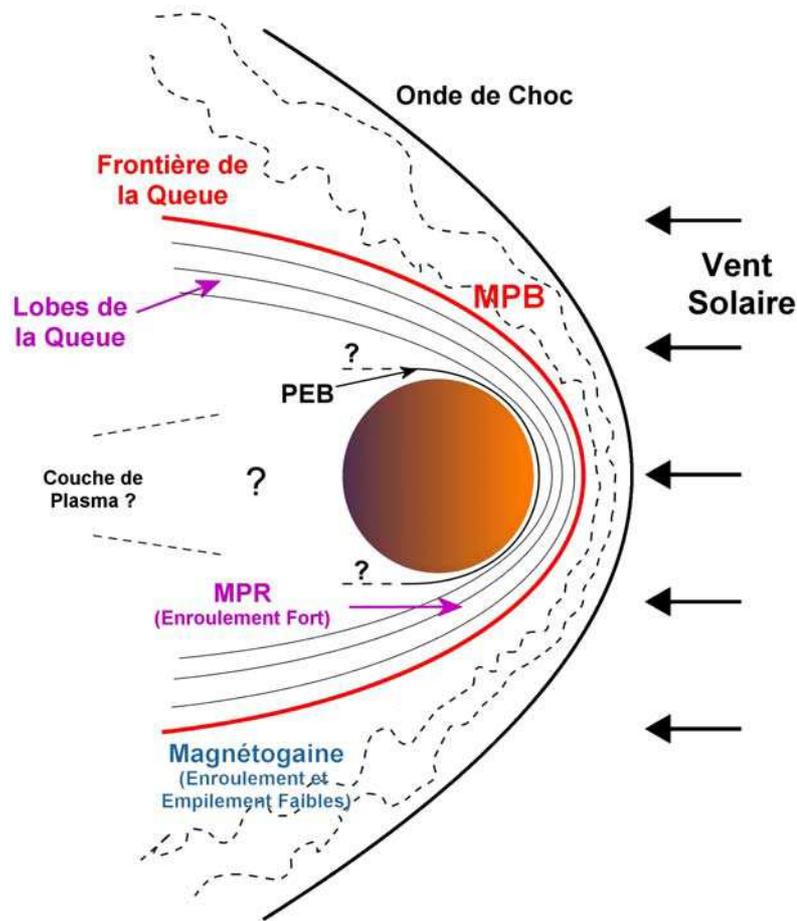


Figure V.29. Schéma qui résume l'interaction du vent solaire avec un corps atmosphérique faiblement magnétisé comme Mars et Vénus conforme aux observations et en accord avec les résultats obtenus pour l'étude du "draping" [Bertucci et al., 2004c, en préparation].

La Figure V.29 montre une nouvelle description schématique basée sur les résultats énumérés précédemment. Dans cette image, la MPB et la frontière externe de la queue magnétique forment désormais une frontière unique. Cette frontière sépare les champs désorganisés de la magnétogaine peuplée majoritairement par des particules du vent solaire plus chaudes, des champs forts et enroulés de la région d'empilement magnétique du côté jour et ceux des lobes de la queue au-delà du plan du terminateur: deux régions caractérisées par un plasma en majorité d'origine planétaire qui contient des ions plus lourds et froids.

D'autre part, l'étude de la structure magnétique a permis de savoir que la MPB est une frontière bien définie, avec un vecteur normal local qui est, au moins dans le cas de Mars, tout à fait compatible avec ses caractéristiques spatiales macroscopiques.

Même si plusieurs études prétendent reproduire convenablement le "draping" autour de Vénus à partir de modèles tels que celui de la dynamique des gaz [Phillips *et al.*, 1986], elles ont été restreintes à la région de la barrière magnétique. Pourtant, aucun modèle à un seul fluide ne peut reproduire une telle augmentation du "draping" puisqu'on ne peut pas introduire de condition autre que la présence d'une frontière interne impénétrable.

Cette restriction n'existe pas dans les modèles qui considèrent de façon séparée les différentes dynamiques des ions du vent solaire et des ions d'origine planétaire. Parmi ces modèles on trouve les approches multi-populations, comme les simulations hybrides [Moore *et al.*, 1991; Chanteur, 2000; Chanteur *et al.*, 2003] ou les approches fluides multi-ioniques [e.g., Sauer and Dubinin, 2000]. Comme nous l'avons vu dans le chapitre I (section I.2.3), les solutions obtenues par cette dernière approche sans champ magnétique extérieur initial où les populations étaient couplées par les champs électriques et magnétiques induits montraient la formation d'une frontière qui séparait la population du vent solaire (p) de la population d'origine planétaire (h). Sauer and Dubinin [2000] ont présenté les résultats d'une simulation 2D en utilisant les équations introduites dans la section I.2.3 en incluant le champ magnétique interplanétaire de façon auto-cohérente et en considérant comme source d'ions lourds une distribution de densité d'oxygène exosphérique/ionosphérique réaliste. Comme précédemment, le gradient de la pression des électrons est l'élément essentiel du couplage entre les deux populations ioniques. A l'intérieur de l'onde de choc, une frontière abrupte sépare les protons des ions lourds. En même temps, le champ magnétique s'empile brutalement et la température des électrons décroît fortement (Figure V.30). La plupart de ces signatures ont été observées à la MPB de la comète de Halley ainsi qu'à la "planétopause" martienne par la sonde Phobos 2.

Plus récemment, Sauer and Dubinin [2004] ont étudié le "draping" du champ magnétique à partir de leurs simulations. La MPB est mise en évidence sur la Figure V.31 comme le contour de la région où la densité n_h est non nulle. Lorsqu'on introduit un champ magnétique ambiant, la chute dans la vitesse des électrons au niveau de cette

frontière produit simultanément une forte croissance de $|\mathbf{B}|$ ainsi qu'une intensification de l'enroulement, à mesure que la population du vent solaire est remplacée par les ions lourds planétaires. Cette augmentation de l'enroulement est donc la conséquence de la déflexion brusque de l'écoulement des protons du vent solaire à l'entrée de la barrière magnétique.

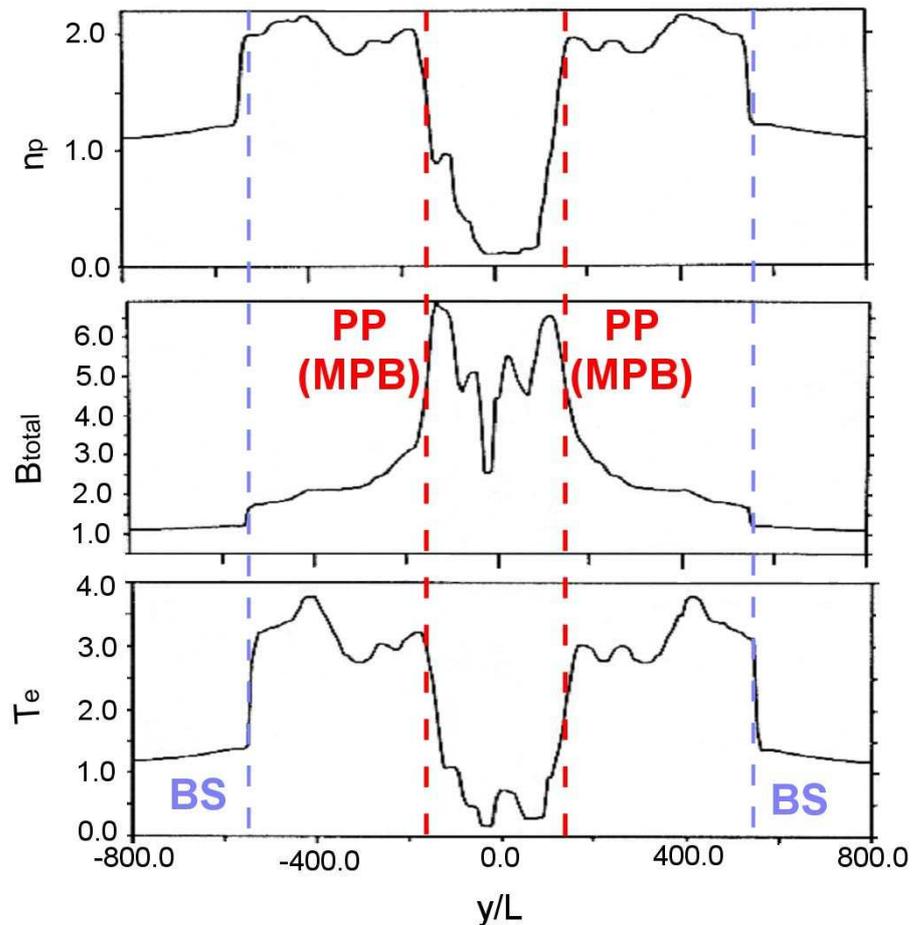


Figure V.30: Densité des protons, densité des ions lourds, température des électrons et magnitude du champ magnétique, obtenus à partir d'une simulation MHD bi-ionique 2D de l'interaction du vent solaire magnétisé, dans le plan $x/L = 50$ (queue). Les positions de l'onde de choc (BS) et de la "protonopause" (PP) sont indiquées [d'après *Sauer and Dubinin, 2000*].

La similitude remarquable entre les propriétés de cette frontière bi-fluide et les signatures observationnelles de la MPB en ce qui concerne le "draping" des lignes de champ magnétique confirme que cette signature est due à la nature multi-ionique de la MPB.

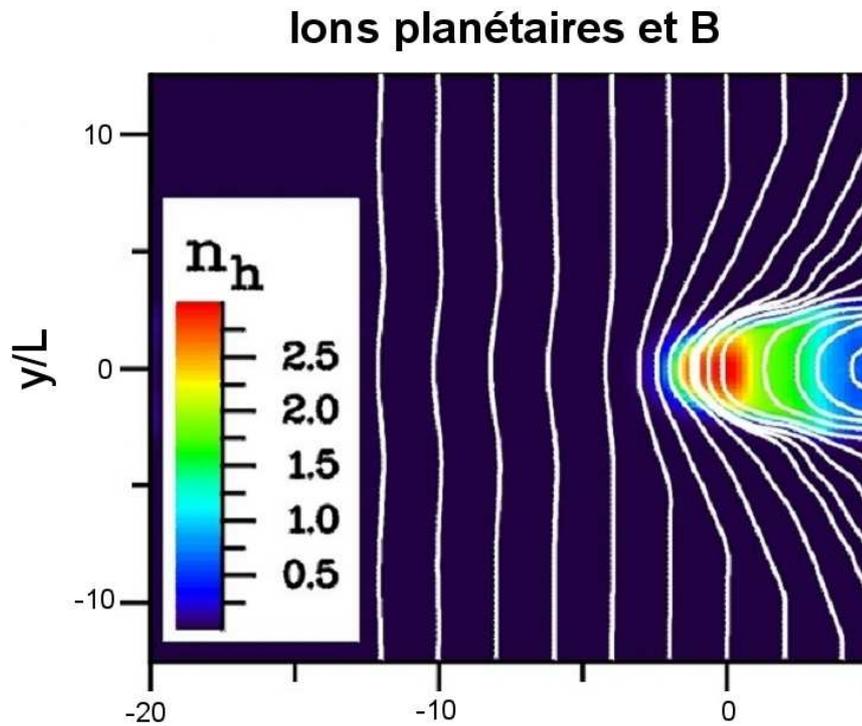


Figure V.31. Distribution de la densité d'ions lourds n_h et lignes de champ magnétique (en blanc) obtenus à partir du modèle bi-ionique de *Sauer and Dubinin*, [2004].

Ces conclusions déduites de l'approche multi-fluide sont confirmées par l'approche hybride plus complète au niveau de la description de la dynamique des ions. La Figure V.32 montre les résultats d'une simulation hybride 3D [*Modolo and Chanteur*, communication privée, 2003]. Ce modèle comprend les protons et les He^{++} comme population du vent solaire interagissant avec une exosphère neutre d'oxygène et d'hydrogène. Le couplage entre les espèces neutres et chargées est assuré par la photo-ionisation, l'ionisation par impact d'électrons et tous les échanges de charge possibles entre neutres et ions monochargés du couple (O, H). L'exosphère d'hydrogène est modélisée à partir d'un modèle de Chamberlain [*Krasnopolsky*, 1993a,b]. La source d'oxygène exosphérique provient de la recombinaison dissociative de l'ion ionosphérique O_2^+ et est traitée à l'aide d'un modèle empirique dérivé de simulations Monte-Carlo.

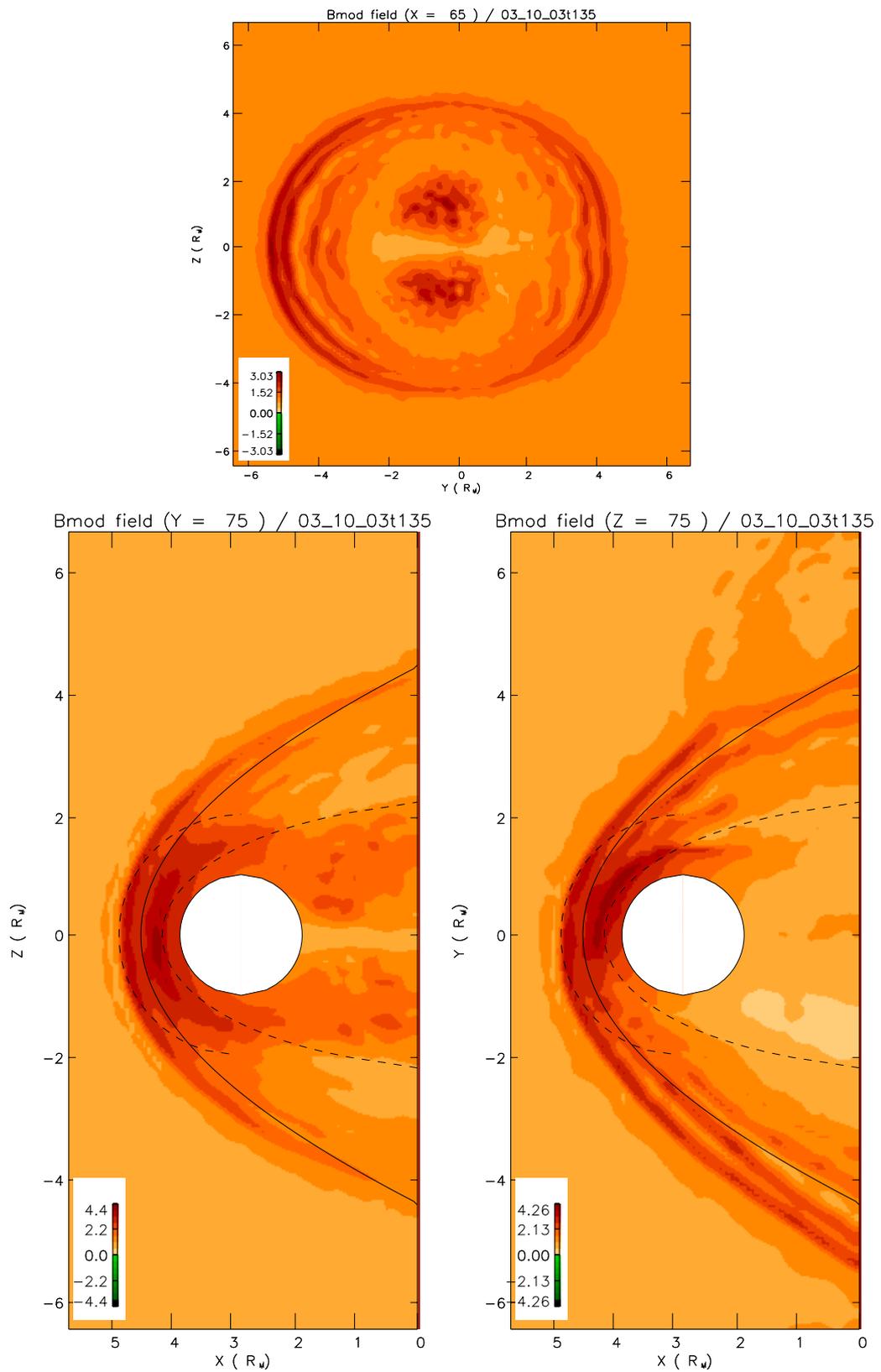


Figure V.32. Carte du $|\mathbf{B}|$ pour trois coupes différentes du domaine de simulation (condition de type minimum solaire) [Modolo and Chanteur, communication privée, 2003].

Sur la Figure V.32 sont tracées des cartes de $|\mathbf{B}|$ correspondantes à trois coupes différentes du domaine de simulation: le champ est normalisé à l'IMF qui suit la direction Z et pointe vers $Z > 0$; le vent solaire est dans la direction $X > 0$ et donc le champ électrique de convection dans le vent solaire suivant $Y > 0$. Le panneau du haut est la carte dans le plan de coupe définie par $X = 65$ qui est la face de sortie du vent solaire. Le panneau de gauche en bas montre la carte dans le plan de coupe défini par $Y = 75$ qui passe par le centre de la planète et contient l'IMF. Enfin, le dernier panneau montre la carte dans le plan de coupe défini par $Z = 75$ qui passe par le centre de la planète et contient le champ électrique de convection. Sur les deux panneaux du bas, les contours des ajustements par des coniques de l'onde de choc et la MPB sont indiqués en référence. Les deux lobes de la MPR où règnent des champs forts apparaissent clairement délimités au-delà du terminateur par le contour en pointillé représentant l'ajustement de la MPB. En particulier, une forte augmentation de l'intensité du champ magnétique est observée au niveau de la frontière externe de la barrière magnétique du côté jour dans l'hémisphère où le champ électrique de convection pointe hors la planète.

V.2 Ondes à basse fréquence autour de la MPB

V.2.1 Observations.

Une autre signature observée lors des différentes traversées de la MPB martienne est la présence d'ondes compressives à basse fréquence des deux côtés de la frontière. Vu les changements drastiques au niveau des propriétés du plasma à la MPB on devrait s'attendre à ce que les propriétés des ondes de part et d'autre de cette frontière soient aussi différentes. La Figure V.33 montre des données magnétiques pour un cas typique d'oscillation immédiatement en amont de la MPB. A partir des valeurs des angles θ et ϕ on déduit que la direction du champ magnétique est très stable tandis que la magnitude montre des fluctuations de grande amplitude (oscillations compressionnelles), sous la forme d'une série de creux superposés sur un niveau quasi-constant de $|\mathbf{B}|$. L'échelle temporelle de ces fluctuations est de l'ordre de quelques dizaines de secondes (typiquement, 20 s), bien au-dessus de la gyropériode locale des protons.

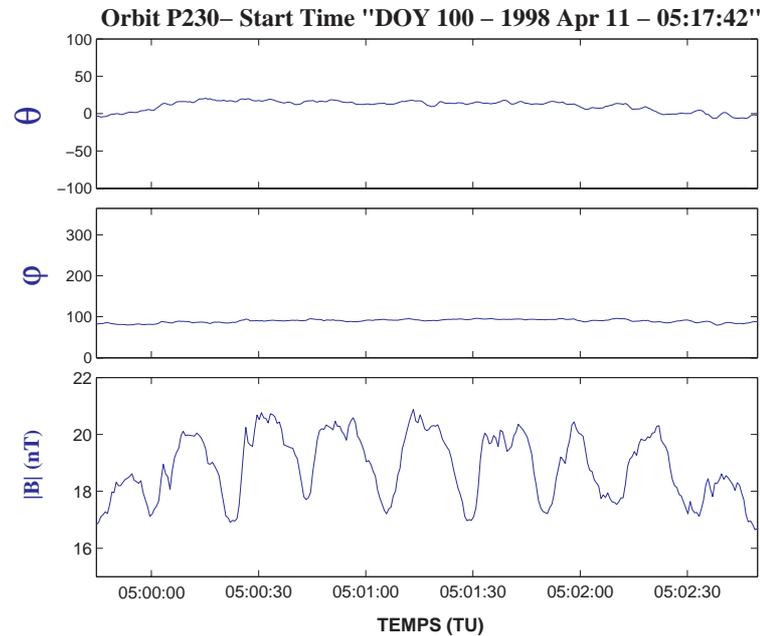


Figure V.33. Données magnétiques juste en amont de la MPB montrant des oscillations compressionnelles.

Les caractéristiques observationnelles des fluctuations retrouvées en aval de la MPB sont montrées sur la Figure V.34. Ces fluctuations sont aussi compressionnelles et de basse fréquence et possèdent également des pseudo périodes de quelques dizaines de secondes. Pourtant, ces oscillations semblent être plus quasi-monochromatiques.

Afin de déterminer le mode d'oscillation auquel ces ondes sont associées, nous avons étudié leurs propriétés vectorielles en analysant la variation du champ magnétique dans le repère défini à partir du vecteur champ magnétique moyen et dans le repère des axes principaux de variance.

Dans le cas des ondes en amont de la MPB (nous les appellerons "onde du type 1"), la méthode de minimum de variance n'est pas trop efficace lorsqu'il s'agit d'obtenir la direction du vecteur minimum de variance \mathbf{k} puisque nous trouvons une situation de dégénérescence ($\lambda_3 \cong \lambda_2 \ll \lambda_1$). Pourtant, nous pouvons déterminer le plan perpendiculaire à la direction de variance maximale et donc l'angle d'élévation du champ magnétique moyen sur ce plan. Or, il se trouve qu'en général cet angle est proche de 90° , ce qui indique que le vecteur de minimum de variance \mathbf{k} et \mathbf{B}_0 sont

perpendiculaires et que l'onde est polarisée linéairement le long du champ magnétique moyen.

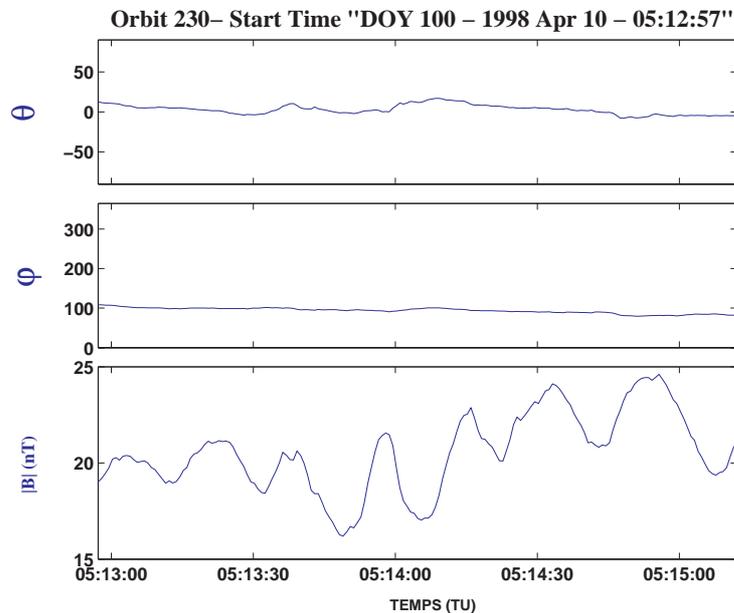


Figure V.34. Données magnétiques montrant des oscillations compressionnelles juste en aval de la MPB.

La Figure V.35 montre les données MAG dans le repère du champ moyen pour un exemple typique d'onde retrouvée en amont de la MPB (Figure V.33). La valeur du vecteur moyen \mathbf{B}_0 pour l'intervalle de l'événement permet de déterminer la composante parallèle ($B_{//}$) et les composantes perpendiculaires (B_{perp1} et B_{perp2}). La composante parallèle est la seule à reproduire les oscillations, tandis que les autres composantes ont des valeurs très marginales. Ceci confirme que l'onde est polarisée linéairement le long de \mathbf{B}_0 (l'angle entre \mathbf{k} et \mathbf{B}_0 étant de 89°).

Les événements trouvés en aval de la MPB (ondes du type 2) peuvent être analysés de façon similaire. La Figure V.36 montre un exemple d'événement de type 2 sur le champ magnétique le long de $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0$, et de $\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0)$, \mathbf{k} étant la direction de minimum de variance et \mathbf{B}_0 le champ magnétique moyen. L'oscillation est clairement observée dans la composante $\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0)$, ce qui confirme que les ondes du type 2 sont aussi linéairement polarisées, en se propageant dans une direction normale à \mathbf{B}_0 ($\theta_{\text{KB}} = 88^\circ$).

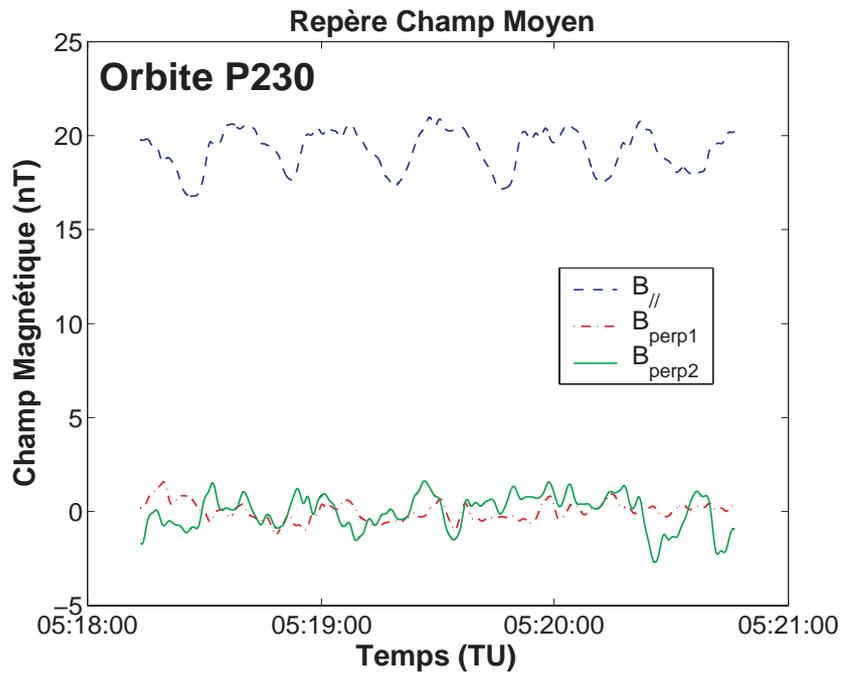


Figure V.35. Données MAG en coordonnées de champ moyen lors d'un événement rapporté en amont de la MPB [Bertucci et al., 2004a].

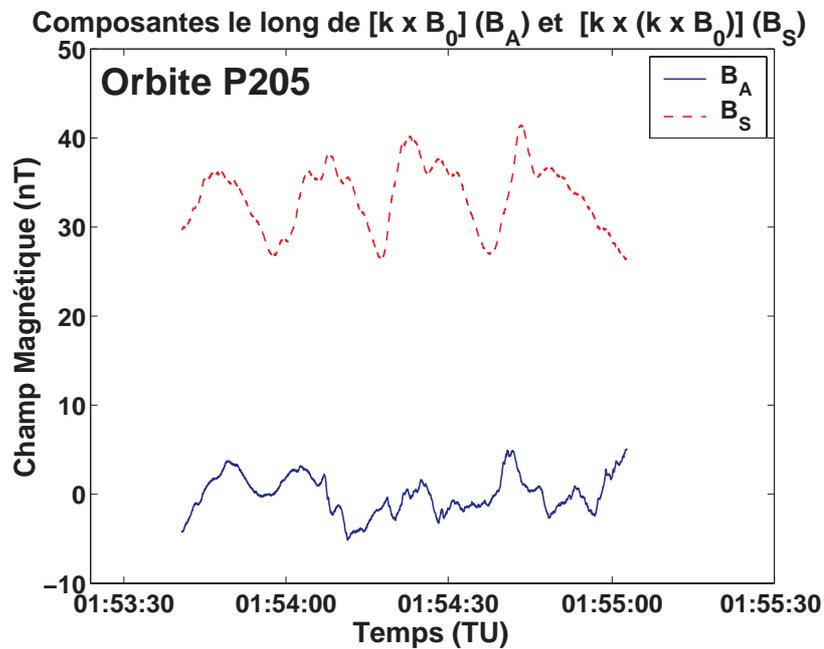


Figure V.36. Champ magnétique le long de $\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0$ et $\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0)$ (B_A et B_S , respectivement), pour un événement en aval de la MPB [Bertucci et al., 2004a].

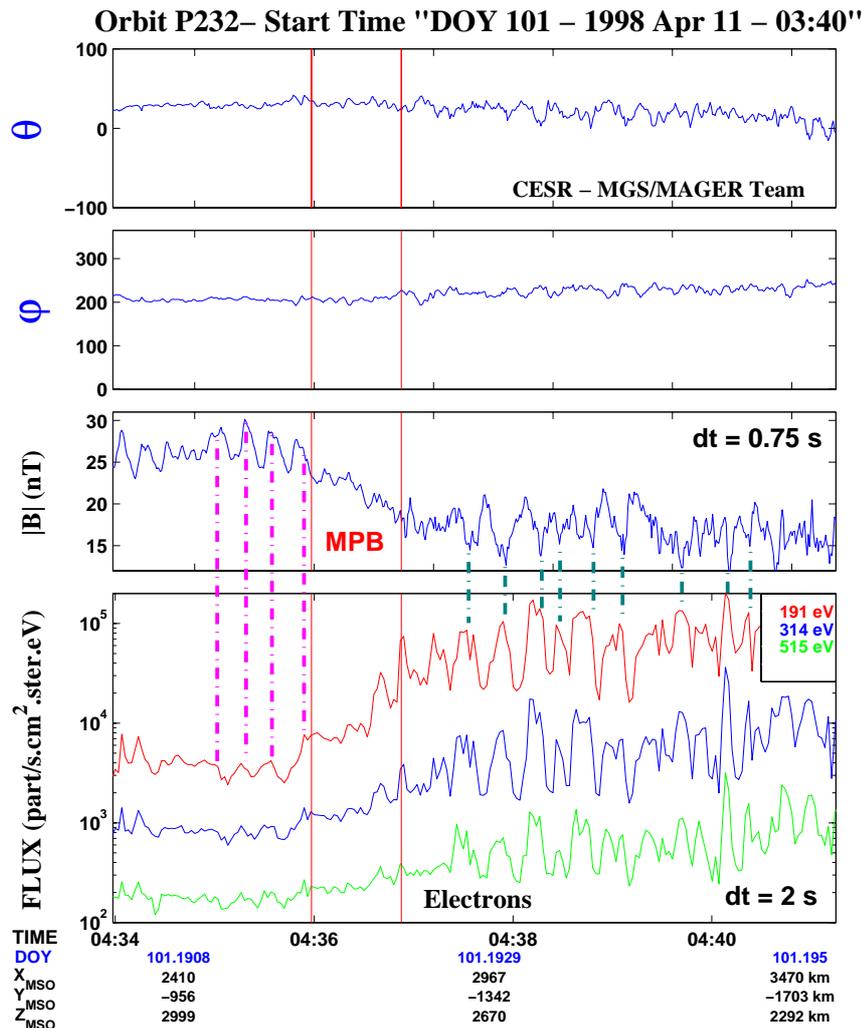


Figure V.37. Données MAG/ER pour une orbite à un temps local de ~ 10 h. Des deux côtés de la MPB on peut identifier des ondes à basse fréquence, compressives, et linéairement polarisées [Bertucci et al., 2004a].

Une analyse croisée des données MAG et ER est très utile afin d'identifier les modes auxquels ces ondes sont associées. La Figure V.37 montre les données MGS MAG/ER à une résolution de 0.75 pour une orbite d'environ ~ 10 h de temps local. La MPB identifiée par une paire de lignes rouges est traversée quelques secondes après 04:36 TU, à ~ 700 km d'altitude. Les oscillations sur le module du champ magnétique sont accompagnées par des fluctuations sur le flux d'électrons dans les limites imposées par la résolution temporelle des données ER. Or, en amont de la frontière, nous trouvons une nette anticorrélation entre les flux d'électrons suprathermiques et l'intensité du champ magnétique (lignes verticales en pointillé). En aval de la frontière, par contre, on

trouve que les deux grandeurs sont plutôt corrélées. Dans la figure, seuls les canaux de 190 à 520 eV sont montrés afin de mieux illustrer cette caractéristique, mais le même comportement est observé pour toutes les énergies suprathermiques.

Vu la récurrence dans l'apparition de ces types d'ondes, nous avons fait une étude statistique portant sur 282 traversées de la MPB par MGS: les ondes du type 1 sont présentes au moins dans 48% des observations, les ondes du type 2 au moins dans 27% et les deux types de manière simultanée au moins dans 18%. Enfin, au moins 11% des observations montrent aucun des deux types.

V.2.2 Discussion.

Les observations décrites précédemment montrent que la présence des ondes compressives à basse fréquence est une autre signature caractéristique de la MPB. D'après les propriétés expérimentales mentionnées, les ondes trouvées en amont de la frontière (polarisation linéaire, propagation quasi-perpendiculaire, anti-corrélation entre $|\mathbf{B}|$ et la densité d'électrons suprathermiques) ont des caractéristiques similaires à celles du mode miroir.

Ce mode purement cinétique est stationnaire dans le repère du plasma ($\omega_r = 0$) pour un milieu homogène. Ce mode est généré lors de la présence d'anisotropies dans la fonction distribution par rapport à la direction du champ magnétique ($T_{\perp} > T_{\parallel}$).

L'instabilité miroir se déclenche lorsque, dans une région de l'espace occupé par un plasma magnétisé, la pression perpendiculaire au champ magnétique dépasse une certaine valeur critique. A ce moment là, l'effet diamagnétique du plasma est suffisamment fort pour diminuer considérablement $|\mathbf{B}|$. Le plasma remplit donc la région de $|\mathbf{B}|$ faible, il perd de l'énergie cinétique perpendiculaire et gagne de l'énergie cinétique parallèle jusqu'à ce que l'équilibre de pressions thermique et magnétique soit atteint. Cette instabilité génère alors des structures tridimensionnelles purement cinétiques qui sont isolées et stationnaires dans le repère du plasma ($\omega_r = 0$) pour un milieu homogène. La relation entre les variations de la densité d'une espèce δn et les variations de magnitude du champ magnétique δB à cause de l'instabilité est [Hasegawa, 1969]:

$$\frac{\delta n}{n_0} \approx \left(1 - \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}}\right) \frac{\delta B}{B_0} \quad (\text{V.5})$$

où n_0 est la densité moyenne et B_0 l'intensité moyenne du champ magnétique. Lorsqu'il y a une anisotropie dans la température, la quantité entre parenthèse devient négative et donc δB et δn sont anti-corrélées. Dans le cas des données de MGS, l'anticorrélation entre les valeurs de B et les flux d'électrons de toutes énergies est une évidence importante en faveur de l'existence de ce mode. En effet, la sonde explore ces structures tridimensionnelles convectées par l'écoulement du plasma dans la magnétogaine avec une orientation donnée, ce qui permet d'observer cette anticorrélation. Les observations montrent que ces ondes possèdent des échelles spatiales de quelques rayons de giration des protons pour des conditions qu'on trouve typiquement en amont de la frontière, ce qui est compatible avec les propriétés théoriques [Lanzerotti and Hasegawa, 1975]. Le critère d'instabilité miroir pour un plasma à plusieurs espèces s'écrit [Hasegawa, 1975]:

$$1 + \sum_i \beta_{i\perp} \left(1 - \frac{\beta_{i\perp}}{\beta_{i\parallel}}\right) < 0 \quad (\text{V.6})$$

où $\beta_{i\parallel}$ (respectivement \perp) est le rapport entre la pression thermique parallèle (respectivement perpendiculaire) et magnétique du plasma pour l'espèce i :

$$\beta_{i\parallel,\perp} = \frac{n_i k T_{i\parallel,\perp}}{\left(\frac{B^2}{2\mu_0}\right)} \quad (\text{V.7})$$

En conséquence, le mode pourra se développer dans un plasma lorsque la relation V.6 sera satisfaite. Cette situation est de plus favorisée lorsque β est grand, c'est à dire dans des régions où la pression thermique du plasma est dominante devant la pression magnétique, une situation qu'on peut trouver dans les magnétogaines.

Deux sources possibles d'anisotropie capables de générer des modes miroir peuvent être invoquées autour de Mars. La première est l'échauffement de la population

d'ions en aval des chocs quasi-perpendiculaires, ceci en particulier a été observé dans le cas de la Terre [par exemple, *Lacombe and Belmont*, 1995]. La géométrie des chocs quasi-perpendiculaires permet aux particules provenant du vent solaire de gagner de l'énergie en direction perpendiculaire au champ magnétique. Curieusement, les ondes miroir autour de Mars ne semblent pas être associées à un type particulier de choc et elles apparaissent toujours attachées à la MPB, comme si elles y étaient ramenées par l'écoulement de plasma du vent solaire en aval du choc.

Une deuxième source d'anisotropie invoquée par *Price* [1989] est la présence de distributions sous forme d'anneau d'ions nouvellement créés, notamment d'ions lourds (par exemple O^+) d'origine planétaire. En effet, ce type de distribution est capable de fournir l'énergie libre nécessaire pour faire croître le mode miroir du fait de la forte température perpendiculaire équivalente. Dans le cas de Mars, ces distributions locales peuvent, en plus, être non gyrotropes ce qui pourrait être un facteur capable de modifier l'instabilité.

Il se trouve que l'anisotropie de température des ions est aussi capable d'exciter les ondes du type ion cyclotron associées à l'espèce ionique majoritaire dans un plasma (par exemple, des protons). En conséquence, il y a une concurrence entre ces deux modes. Or, les simulations numériques montrent que la moindre incorporation d'ions plus lourds (comme O^+) fait diminuer le taux de croissance des ondes ion-cyclotron au point que le mode miroir devient le plus instable. De la même manière que pour les comètes, nous pourrions nous attendre à ce que dans la région juste en amont de la MPB martienne la présence d'ions lourds ainsi que la faible valeur de $|\mathbf{B}|$ et les fortes variations dans la direction du champ favorisent la génération des modes miroir par rapport à celle des ondes ion-cyclotron.

Le mode miroir a été observé autour d'objets magnétisés [e.g., *Lucek et al.*, 2001; *André et al.*, 2002] et non magnétisés. Dans le cas de Mars, les observations décrites ici sont les premières en ce qui concerne ce type de mode. Des modes miroir ont été observés autour des comètes: ils ont été rapportés à l'extérieur de la MPB de la comète de Halley [*Mazelle*, 1990; *Mazelle et al.*, 1991; *Glassmeier et al.*, 1993], ainsi qu'à l'extérieur de la frontière de la queue magnétique de la comète Giacobini-Zinner [*Tsurutani et al.*, 1999]. D'autre part, *Russell et al.* [1991] ont aussi identifié des modes miroir dans la région d'empilement de la comète de Halley.

Pour Vénus, la magnétogaine est une région avec des valeurs de β en général élevées, contrairement à la MPR où la valeur de β est faible. Par extension, nous pourrions nous attendre à trouver des modes différents pour chaque région. Pourtant, les valeurs d'anisotropie de la température du plasma et du champ magnétique dans la magnétogaine de Vénus sont telles que le seuil d'instabilité pour des ondes miroir pourrait ne pas être nécessairement atteint. De toute manière, une étude statistique visant à identifier des ondes à basse fréquence à partir des données PVO autour de la MPB vénusienne devrait être faite afin de corroborer si cette signature fréquente mais non permanente observée autour de Mars et des comètes apparaît aussi autour de Vénus. Malheureusement, cette étude ne peut être faite qu'à partir des données magnétiques en raison de la très pauvre résolution temporelle des instruments plasma [Luhmann, 1995].

D'autre part, les propriétés des ondes en aval de la MPB sont compatibles avec celles d'ondes magnétosonores rapides. Ces ondes ont aussi été observées dans la MPR de la comète de Halley [Mazelle, 1990; Mazelle et al., 1991; Glassmeier et al., 1993], où des signatures similaires à celles trouvées pour Mars ont été observées.

Il est difficile d'expliquer les propriétés (spécialement la propagation ou tout au moins le vecteur d'onde perpendiculaire) de ces ondes à partir des micro-instabilités générées localement, vu leur grande amplitude (jusqu'à 10 nT pic-à-pic) et la petite taille de la MPR martienne par rapport au rayon de giration des espèces ioniques qui y sont présentes. Une interprétation qui pourrait expliquer la présence de telles ondes est celle proposée par Sauer et al. [1989], qui les identifie comme des ondes stationnaires bi-ioniques. Malheureusement, l'absence d'autres études théoriques ne permet pas d'interpréter plus en détail ces ondes.

Enfin, il faut noter que la MPB représente aussi une frontière pour les ondes de plus haute fréquence. En particulier, beaucoup d'informations concernant les ondes à plus haute fréquence dans cette région ont été obtenues par l'expérience PWS (Plasma Wave System) à bord de la sonde PHOBOS-2. En 1996, Trotignon et al. ont identifié à partir des données de PWS la présence de la "planetopause", une frontière caractérisée par une décroissance du potentiel de la sonde qui indique une croissance de la pression du plasma (donc une possible modification du β), un pic dans le niveau de champ magnétique du continu jusqu'à 6 kHz, un minimum local dans le niveau de turbulence, et finalement, une croissance de la densité totale d'électrons déduite de l'augmentation

des fluctuations de courant de la sonde de Langmuir. Comme nous l'avons démontré dans le chapitre III, la MPB et la planétopause constituent de fait la même frontière.

V.3 Conclusions Générales

Les résultats présentés dans ce chapitre confirment que la MPB est une frontière plasma permanente et très bien définie. Elle sépare deux milieux très différents. A l'extérieur, la magnétogaine est une région où les populations dominantes du plasma sont celles du vent solaire. Le champ magnétique dans la magnétogaine se caractérise par sa faible intensité et par des fluctuations de grande amplitude relative. Au-delà de ces fluctuations, le champ moyen de la magnétogaine montre un très bas niveau d'organisation, ce qui a pour contrepartie l'absence d'un enroulement important des lignes de champ autour de l'obstacle. A l'intérieur de la MPB se trouve la région d'empilement magnétique où les ions d'origine planétaire prennent la place des protons du vent solaire qui contournent la frontière, tandis que les électrons garantissent le transport du champ magnétique au travers de cette frontière. Pourtant les changements au niveau de la population dominante parmi les ions entraînent des changements colossaux sur le champ magnétique: en plus de l'augmentation de sa magnitude parfois sous la forme d'un saut brutal, il adopte une configuration organisée qui accompagne la forme de l'obstacle qui se rapproche. En même temps ces changements sont liés à la présence d'une couche de courant bien localisée à l'endroit où se trouve la MPB. L'origine de la MPB est profondément liée à la nature multi-ionique de l'interaction du vent solaire avec l'exosphère des corps non magnétisés. Ceci est confirmé par l'identification de ses signatures caractéristiques autour d'objets comme les comètes, Mars et Vénus. Reste à savoir de façon plus précise quel mécanisme, ou somme de mécanismes, peut produire cette frontière. Les observations, à venir, par les sondes Mars Express pour Mars, Venus Express et Rosetta pour Vénus et les comètes respectivement, et les observations autour de Titan par Cassini devraient nous permettre d'élargir nos connaissances de la physique de ces objets et de mieux comprendre la nature de la MPB.

Conclusions et Perspectives

Dans ce mémoire nous avons présenté une contribution à l'étude de l'interaction du vent solaire avec Mars à l'aide des données obtenues par les magnétomètres et le spectromètre d'électrons MAG/ER à bord de la sonde Mars Global Surveyor.

Cette contribution a consisté tout d'abord à résumer l'état de connaissance sur l'interaction Vent Solaire-Mars avant l'arrivée de MGS, et à décrire les principaux modèles d'interaction pour un corps non magnétisé entouré d'une atmosphère.

Nous avons ensuite présenté (Chapitre III) une synthèse des observations faites par l'expérience MAG/ER, lesquelles ont radicalement changé notre vision sur cette interaction. En particulier, nous avons analysé en détail les propriétés du plasma autour de la frontière d'empilement magnétique, qui n'était pas prévue par les modèles classiques d'interaction (par exemple, la MHD idéale) et nous avons montré la similitude avec l'observation d'une même frontière autour des comètes. Nous avons également présenté une étude ponctuelle sur la caractérisation de l'onde de choc martienne. Les résultats principaux de cette thèse sont présentés dans les Chapitres IV et V.

Dans le chapitre IV nous avons étudié les propriétés d'ondes cohérentes en amont de l'onde de choc martienne, qui n'avaient jamais été observées jusqu'à présent. Nous avons identifié des ondes à très grande amplitude et fortement cohérentes à la fréquence locale de giration des protons et nous les avons analysées en détail. Une analyse théorique faite dans le cadre de cette thèse sur la génération d'ondes dans un plasma sans collision à l'aide d'une théorie linéaire permet d'affirmer que ces ondes sont compatibles avec le phénomène d'implantation d'ions H^+ d'origine exosphérique. Or, leur grande amplitude, cohérence, et l'apparition d'une signature de battement montrent que des phénomènes non linéaires, liés à la thermalisation incomplète des ions planétaires, sont à l'origine des propriétés de ces ondes. Précisément, les solutions stationnaires des équations non-linéaires dans un plasma bi-ionique présentent des caractéristiques très similaires à celles des ondes cohérentes observées. D'autre part, afin de trouver le rapport entre les caractéristiques de ces ondes et les paramètres du plasma dans lequel ces ondes stationnaires se développent, il apparaît que des études

supplémentaires sont nécessaires. Par ailleurs, les densités de neutres exosphériques dérivées de l'amplitude des ondes observées sont très supérieures à celles fournies par les modèles actuels d'exosphère, ce qui provient du fait que ces ondes possèdent une grande amplitude même à des grandes distances.

D'autre part, des observations montrent que les ondes à la fréquence de giration des protons peuvent évoluer vers des ondes magnéto-sonores raidies convectées vers la planète ("shocklets" et puis SLAMS) qui gardent la fréquence originale des ondes sinusoïdales. Elles présentent des propriétés beaucoup plus similaires à celles observées en amont du choc des comètes que celles observées dans le pré-choc ionique en amont du choc quasi-parallèle d'une planète magnétisée comme la Terre. De telles ondes non linéaires n'avaient été jamais rapportées auparavant autour de Mars, ce qui constitue un autre résultat original de ce travail.

Dans le chapitre V nous avons identifié et caractérisé pour la première fois un changement drastique de la structure tridimensionnelle du champ magnétique au niveau de la frontière d'empilement magnétique (MPB) à partir de l'étude de la corrélation entre deux composantes particulières du champ magnétique. Grâce à cette étude nous avons pu démontrer que la MPB représente une frontière où l'enroulement des lignes de champ s'accélère brutalement indépendamment de la valeur du gradient de $|\mathbf{B}|$ au niveau de la frontière. Ces observations nous ont permis tout d'abord d'identifier cette frontière comme la continuation côté jour de la frontière de la queue magnétique, et d'autre part, d'identifier des frontières similaires autour de tous les objets atmosphériques non magnétisés explorés jusqu'à présent. En particulier, l'accélération de l'enroulement des lignes de champ ajoutée à la similarité dans le comportement des électrons suprathermiques au niveau de cette frontière d'enroulement nous a permis enfin de postuler la présence d'une MPB autour de Vénus, un corps où la MPB n'avait jamais été identifiée. D'autre part, les analyses de minimum de variance ont confirmé le fait que la MPB autour de Mars et Vénus est une frontière avec un vecteur normal bien défini compatible pour le cas de Mars avec la normale à un modèle de la position moyenne de la frontière obtenu par un ajustement de l'ensemble des traversées effectuées par MGS.

En conséquence, ces résultats montrent que la MPB se révèle comme une frontière plasma commune à tous les objets dépourvus de champ magnétique

intrinsèque qui possèdent une atmosphère, sa nature étant fortement liée au caractère multi-ionique de l'interaction du vent solaire avec ces corps.

A l'issue de ces résultats, le rôle des prochaines missions sera très important pour améliorer la caractérisation du plasma autour de Mars. Dans le futur, les missions Mars Express (qui arrivera à Mars en décembre 2003) et plus tard Rosetta (qui prévoit un survol de Mars en 2007 sur sa route pour la comète 67P/Churyumov-Gerasimenko), pourront nous aider à répondre à des questions concernant la forme des distributions d'ions dans des différentes régions en amont et en aval de l'onde de choc, en ayant en plus dans le cas de deux dernières en plus des données sur le champ magnétique.

D'autre part, les survols du satellite Titan par de la sonde Cassini prévus pendant la visite de cette sonde du système saturnien à partir de juin 2004, nous permettra d'obtenir des observations de l'interaction d'un autre corps possédant une atmosphère étendue avec un vent ionisé rapide, comme le plasma en co-rotation autour de Saturne, afin de comparer les structures issues de cette interaction et celles observées autour de Mars, Venus et les comètes.

Finalement, la sonde Vénus Express, nous fournira des données sur le plasma (avec un instrument identique à celui à bord de Mars Express) et le champ magnétique autour de Venus, afin de mieux caractériser, entre autres structures, la MPB vénusienne.

Annexe : Dédution des équations non linéaires pour des ondes stationnaires dans un plasma bi-ionique

On va considérer un plasma constitué de deux espèces d'ions (protons et ions lourds) comme des fluides séparés et froids ($T_p = T_h = 0$). L'abondance et le rapport de masse sont $\alpha = n_{h0}/n_{p0}$ et $\mu = m_h/m_p$, respectivement. Les électrons sont représentés comme un fluide sans masse qui assure la quasi-neutralité ainsi qu'un courant nul en x ($j_x = 0$).

Dans le cas à une dimension, si tous les paramètres dépendent d'une seule variable spatiale x , le champ magnétique non perturbé \mathbf{B}_0 étant situé dans le plan xz , les équations de continuité qui décrivent des structures stationnaires unidimensionnelles sont [*Sauer et al.*, 2003]:

$$\frac{d}{dx}(n_i v_{ix}) = 0, \text{ où } i = p, h, e \quad (\text{A.1})$$

Les équations pour les composantes x et y de la vitesse peuvent être écrites de la manière suivante, en normalisant ces dernières à la vitesse d'Alfvén et les composantes du champ magnétique au champ non perturbé:

$$(v_{px} - U) \frac{dv_{py}}{dx} = \frac{q_p}{\mu_p} [E_y + v_{pz} B_x - v_{px} B_z] \quad (\text{A.2-a})$$

$$(v_{px} - U) \frac{dv_{pz}}{dx} = \frac{q_p}{\mu_p} [E_z + v_{py} B_x - v_{px} B_z] \quad (\text{A.2-b})$$

Avec les relations pour le champ électrique

$$E_y = -UB_{z0} \quad (\text{A.3-a})$$

$$E_z = 0 \quad (\text{A.3-b})$$

et l'équation de continuité on obtient

$$\frac{dv_{py}}{dx} = -\frac{q_p}{\mu_p} \left[B_z + \frac{n_p v_{pz} B_x}{U} - n_p B_{z0} \right] \quad (\text{A.4-a})$$

$$\frac{dv_{pz}}{dx} = +\frac{q_p}{\mu_p} \left[B_y + \frac{n_p v_{py} B_x}{U} \right] \quad (\text{A.4-b})$$

Ici $q_p = 1$ et $\mu_p = 1$. Pour les ions lourds on a des équations similaires, en remplaçant p par h

$$\frac{dv_{hy}}{dx} = -\frac{q_h}{\mu_h} \left[B_z + \frac{n_h v_{hz} B_x}{U} - n_h B_{z0} \right] \quad (\text{A.5-a})$$

$$\frac{dv_{hz}}{dx} = +\frac{q_h}{\mu_h} \left[B_y + \frac{n_h v_{hy} B_x}{U} \right], \quad \mu_h = \mu = \frac{m_h}{m_p} \quad (\text{A.5-b})$$

Les deux équations différentielles ci-dessus peuvent être remplacées par des relations algébriques en utilisant la conservation de la quantité de mouvement totale du plasma bi-ionique dans les directions y et z

$$v_{py} = -\alpha \mu v_{hy} - \frac{B_x B_y}{U} \quad (\text{A.6-a})$$

$$v_{pz} = -\alpha \mu v_{hz} - \frac{B_x (B_z - B_{z0})}{U} \quad (\text{A.6-b})$$

La loi d'Ampère devient

$$\frac{dB_y}{dx} = +(-n_e v_{ez} + n_p v_{pz} + n_h v_{hz}) \quad (\text{A.7-a})$$

$$\frac{dB_z}{dx} = -(-n_e v_{ey} + n_p v_{py} + n_h v_{hy}) \quad (\text{A.7-b})$$

où les vitesses des électrons peuvent être écrites

$$v_{ey} = -U \frac{(1+\alpha)}{n_e} \frac{B_y}{B_x} \quad (\text{A.8-a})$$

$$v_{ez} = -\frac{U}{B_x} \left[\frac{(1+\alpha)}{n_e} B_z - B_{z0} \right] \quad (\text{A.8-b})$$

Ici les ions lourds sont considérés comme des espèces mono-ioniques ($q_p = q_h = 1$).

Les quantités qui restent à déterminer sont les densités de protons et d'ions lourds, n_p et n_h , ou les vitesses relatives v_{px} et v_{hx} .

Les équations de mouvement sont

$$(v_{px} - U) \frac{dv_{px}}{dx} = \frac{q_p}{\mu_p} [E_x + v_{py} B_z - v_{pz} B_y] \quad (\text{A.9-a})$$

$$(v_{hx} - U) \frac{dv_{hx}}{dx} = \frac{q_h}{\mu_h} [E_x + v_{hy} B_z - v_{hz} B_y] \quad (\text{A.9-b})$$

où

$$E_x = -(v_{ey} B_z - v_{ez} B_y) - \frac{1}{2} \frac{\beta_e}{n_e} \frac{dn_e}{dx} \quad (\text{A.10-a})$$

et

$$(v_{px} - U) n_p = -U \quad (\text{A.10-b})$$

$$(v_{hx} - U) n_h = -\alpha U \quad (\text{A.10-c})$$

$$n_e = n_p + n_h \quad (\text{A.10-d})$$

Alors, les équations couplées pour les densités peuvent être écrites de la manière suivante:

$$A_{pp} \frac{dn_p}{dx} + A_{ph} \frac{dn_h}{dx} = W_{px} \quad (\text{A.11-a})$$

$$A_{hp} \frac{dn_p}{dx} + A_{hh} \frac{dn_h}{dx} = W_{hx} \quad (\text{A.11-b})$$

où

$$A_{pp} = 1 - A_p A_e \quad (\text{A.12-a})$$

$$A_{ph} = -A_p A_e \quad (\text{A.12-b})$$

$$A_{hp} = -A_h A_e \quad (\text{A.12-c})$$

$$A_{hh} = 1 - A_h A_e \quad (\text{A.12-d})$$

et

$$A_p = -\frac{n_p^3}{U^2} \quad (\text{A.13-a})$$

$$A_h = -\frac{n_h^3}{U^2 \alpha \mu} \quad (\text{A.13-b})$$

$$A_e = -\frac{1}{2} \frac{\beta_e}{n_e} \quad (\text{A.13-c})$$

$$W_{px} = A_p [(v_{py} - v_{ey})B_z - (v_{pz} - v_{ez})B_y] \quad (\text{A.14-a})$$

$$W_{hx} = A_h [(v_{hy} - v_{ey})B_z - (v_{hz} - v_{ez})B_y] \quad (\text{A.14-b})$$

Références Bibliographiques

- Acuña, M. H., J. E. P. Connerney, P. Wasilewski, R. P. Lin, K. A. Anderson, W. Carlson, C. J. McFadden, D. W. Curtis, H. Rème, A. Cros, J. L. Medale, J. A. Sauvaud, C. d'Uston, S. J. Bauer, P. Cloutier, M. Mayhew, and N. F. Ness, The Mars Observer magnetic fields investigations, *J. Geophys. Res.*, 97, 7799-7814, 1992.
- Acuña, M. H., J. E. P. Connerney, P. Wasilewski, R. P. Lin, K. A. Anderson, C. W. Carlson, J. McFadden, D. W. Curtis, D. Mitchell, H. Rème, C. Mazelle, J. A. Sauvaud, C. d'Uston, A. Cros, J. L. Medale, S. J. Bauer, P. Cloutier, M. Mayhew, D. Winterhalter, and N. F. Ness, Magnetic field and plasma observations at Mars: initial results of the Mars Global Surveyor Mission, *Science*, 279, 1998.
- Acuña, M. H., J. E. P. Connerney, N. Ness, R. Lin, D. Mitchell, C. W. Carlson, J. McFadden, K. Anderson, H. Rème, C. Mazelle, D. Vignes, P. Wasilewski, and P. Cloutier, Global distribution of crustal magnetism discovered by the Mars Global Surveyor MAG/ER experiment, *Science*, 284, 5415, 790-793, 1999.
- Acuña, M. H., J. E. P. Connerney, P. Wasilewski, R. P. Lin, D. Mitchell, K. A. Anderson, C. W. Carlson, J. McFadden, H. Rème, C. Mazelle, D. Vignes, S. J. Bauer, P. Cloutier, and N. F. Ness, Magnetic field of Mars: summary of results from the aerobraking and mapping orbits, *J. Geophys. Res.*, 106, E10, 23403-23417, 2001.
- Acuña, M.H., Space-based magnetometers, *Review of Scientific Instruments*, 73, 11, 3717-3736, 2002.
- Albee, A., F. Palluconi, and R. Arvidson, Mars Global Surveyor mission: Overview and status, *Science*, 279, 1671-1672, 1998.
- Albee, A., R. Arvidson, F. Palluconi, and T. Thorpe, Overview of the Mars Global Surveyor mission, *J. Geophys. Res.*, 106, E10, 23291-23316, 2001.
- Alfvén, H., On the theory of comet tails, *Tellus*, IX, pp. 92-96, 1957.
- André, N., G. Erdős, and M. Dougherty, Overview of mirror mode fluctuations in the jovian dusk magnetosheath: Cassini magnetometer observations, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 20, 1980, doi: 10.1029/2002GL015187, 2002.
- Attié, D., *Modélisation d'effets parasites sur les mesures de magnétomètres embarqués*

- à bord d'un satellite*, Stage de Maitrise de Physique, Université Paul Sabatier, 2001.
- Axford, W. I., A commentary on our present understanding of the Martian magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 39, 167-173, 1991.
- Barabash, S., E. Dubinin, N. Pissarenko, R. Lundin, and C. T. Russell, Picked-up protons near Mars: Phobos observations, 18, 10, 1805-1808, 1991.
- Barabash, S. and R. Lundin, Reflected ions near Mars: Phobos 2 observations, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 9, pp. 787-790, 1993.
- Bertucci, C., C. Mazelle, D. H. Crider, D. Vignes, M.H. Acuña, K. Sauer, D.L. Mitchell, R.P. Lin, J.E.P. Connerney, H. Rème, P.A. Cloutier, N.F. Ness, and D. Winterhalter, Magnetic field line draping enhancement across the Martian magnetic pileup boundary from Mars Global Surveyor observations, *Geophys. Res. Lett.*, 30(2), 1099, doi:10.1029/2002GL015713, 2003a.
- Bertucci, C., C. Mazelle, J.A. Slavin, C.T. Russell, and M.H. Acuña, Magnetic field draping enhancement at Venus: evidence for a magnetic pileup boundary, *Geophys. Res. Lett.*, 30(17), 1876, doi: 10.1029/2003GL017271, 2003b.
- Bertucci, C., C. Mazelle, D. H. Crider, D. L. Mitchell, K. Sauer, M. H. Acuña, J. E. P. Connerney, R. P. Lin, N. F. Ness, and D. Winterhalter MGS MAG/ER Observations at the Magnetic Pileup Boundary of Mars: Draping Enhancement and Low Frequency Waves, *Adv. Space Res.*, 2004a. in press
- Bertucci, C., C. Mazelle, M. H. Acuña, C. T. Russell, and J. A. Slavin, Structure of the magnetic pileup boundary at Mars and Venus, submitted to *Ann. Geophys.*, 2004b.
- Bertucci, C., et al., Magnetic field draping enhancement: a common feature for atmospheric, weakly-magnetized bodies, 2004c, in preparation.
- Bogdanov, A. V., and O. L. Vaisberg, Structure and variations of solar wind-Mars interaction region, *J. Geophys. Res.*, 80, 487-494, 1975.
- Bonifazi, C., and G. Moreno, Reflected and diffuse ions backstreaming from the Earth's Bow Shock: 1. Basic properties, *J. Geophys. Res.*, 86, A6, 4397-4404, 1981.
- Brace, L. H., R. Theis, W. Hoegy, J. Wolfe, J. Mihalov, C. T. Russell, R. Elphic, and A. Nagy, The dynamic behavior of the Venus ionosphere in response to solar wind interaction, *J. Geophys. Res.*, 85, 7663-7678, 1980.
- Brain, D. A., The influence of crustal magnetic sources on the topology of the Martian

- magnetic environment, Ph. D. Thesis, University of Colorado, 2002.
- Brain, D. A., F. Bagenal, M. H. Acuña, J. E. P. Connerney, D. H. Crider, C. Mazelle, D. L. Mitchell, and N. F. Ness, Observations of low-frequency electromagnetic plasma waves from the Martian Shock, *J. Geophys. Res.*, 107, A6, 9-1-9-11, doi: 10.1029/2000JA000416, 2002.
- Brain, D. A., The Bow Shocks and Upstream Waves of Venus and Mars, *Adv. Space Res.*, in press, 2004.
- Brecht, S., Magnetic asymmetries of unmagnetized planets, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 1243-1246, 1990.
- Brecht, S., and J. Ferrante, Global hybrid simulation of unmagnetized planets: comparison of Venus and Mars, *J. Geophys. Res.*, 96, A7, 11209-11220, 1991.
- Brecht, S., Hybrid simulations of the magnetic topology of Mars, *J. Geophys. Res.*, 102, A3, 4743-4750, 1997.
- Breus, T. K., A. M. Krimskii, R. Lundin, E. M. Dubinin, J. G. Luhmann, Ye. G. Yeroshenko, S. V. Barabash, V. Ya. Mitnitskii, N. F. Pissarenko, and V. A. Styashkin, The solar wind interaction with Mars: consideration of Phobos 2 mission observations of an ion composition boundary on the dayside, *J. Geophys. Res.*, 96, A7, 11165-11174, 1991.
- Brinca, A. L., and B. T. Tsurutani, On the polarization, compression and nonoscillatory behavior of hydromagnetic waves associated with pickup ions, *Geophys. Res. Lett.*, 14, 5, 495-498, 1987a.
- Brinca, A. L., and B. T. Tsurutani, Unusual characteristics of electromagnetic waves excited by cometary newborn ions with large perpendicular energies, *Astron. Astrophys.*, 187, 1-2, 311-319, 1987b.
- Brinca, A. L., and B. T. Tsurutani, Survey of low-frequency electromagnetic waves stimulated by two coexisting newborn ion species, *J. Geophys. Res.*, 93, 48-58, 1988a.
- Brinca, A. L., and B. T. Tsurutani, Temperature effects on the pickup process of water group and hydrogen ions - Extensions of 'A theory for low-frequency waves observed at Comet Giacobini-Zinner' by M. L. Goldstein and H. K. Wong, *J. Geophys. Res.*, 93, 243-246, 1988b.
- Brinca, A. L., Cometary linear instabilities: from profusion to perspective, in *Cometary*

- Plasma Processes, Geophys. Monograph* 61, 211-221, 1991.
- Brinca, A. L., L. Borda de Agua, et D. Winske, On the stability of nongyrotropic ion populations - A first (analytic and simulation) assessment, *J. Geophys. Res.*, 98, A5, pp. 7549-7560, 1993.
- Brinca, A. L., F. J. Romeiras, On the stability of stationary nongyrotropic distribution functions: Coupling and purely growing waves, *J. Geophys. Res.*, 103, A5, pp.9275-9284, 1998.
- Cao, J. B., C. Mazelle, G. Belmont, and H. Rème, Nongyrotropy of heavy newborn ions at Comet Grigg-Skjellerup and corresponding instability, *J. Geophys. Res.*, 100, A12, 23379-23388, 1995.
- Cao, J. B., C. Mazelle, G. Belmont, and H. Rème, Oblique ring instability driven by nongyrotropic ions: Application to observations at Comet Grigg-Skjellerup, *J. Geophys. Res.*, 103, A2, 2055-2068, 1998.
- Chanteur, G., Two dimensional hybrid simulations of the Martian dayside, S-RAMP Conference, *Sapporo*, 2000.
- Chanteur, G., R. Modolo, E. M. Dubinin, and A. Matthews, Global hybrid simulations of the Martian plasma environment, *IUGG Sapporo*, 2003.
- Christensen, P. R., D. Anderson, S. Chase, R. Clark, H. Kieffer, M. Malin, J. Pearl, J. Carpenter, N. Bandiera, and F. Brown, Thermal emission spectrometer experiment: The Mars Observer mission, *J. Geophys. Res.*, 97, E5, 7719-7734, 1992.
- Coates, A. J., A. D. Johnstone, B. Wilken, K. Jockers, and K. -H. Glassmeier, Bulk properties and velocity distributions of water group ions at Comet Halley – Giotto measurements, *J. Geophys. Res.*, 95, 10249-10260, 1990.
- Coates, A. J., Observations of the velocity distribution of pickup ions, in *Cometary Plasma Processes, Geophys. Monograph* 61, 301-310, 1991.
- Coates, A. J., A. D. Johnstone, B. Wilken, and F. M. Neubauer, Velocity space diffusion and nongyrotropy of pickup water group ions at Comet Grigg-Skjellerup, *J. Geophys. Res.*, 98, A12, 20985-20994, 1993.
- Coates, A. J., C. Mazelle, and F. M. Neubauer, Bow shock analysis at comets Halley and Grigg-Skjellerup, *J. Geophys. Res.*, 102, A4, 7105-7113, 1997.
- Connerney, J., M. Acuna, P. Wasilewski, N. Ness, H. Rème, C. Mazelle, D. Vignes, R.

- Lin, D. Mitchell, and P. Cloutier, Magnetic lineations in the ancient crust of Mars, *Science*, 284, 5415, 794-798, 1999.
- Connerney, J., M. Acuna, P. Wasilewski, G. Kletetschka, N. Ness, H. Rème, R. Lin, and D. Mitchell, The global magnetic field of Mars and implications for crustal evolution, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 21, 4015-4018, 2001.
- Convery, P. D., S. P. Gary, Electromagnetic proton cyclotron ring instability: Threshold and saturation, *J. Geophys. Res.*, 102, A2, 2351-2358, 1997.
- Crider, D., *Evidence of electron impact ionization in the magnetic pileup boundary of Mars – Observations and modeling results*, Ph. D. Thesis, Rice University, 2000.
- Crider, D., M. Acuna, J. Connerney, D. Mitchell, R. Lin, P. Cloutier, H. Rème, C. Mazelle, D. Brain, N. Ness, and S. Bauer, Magnetic field draping around Mars: Mars Global Surveyor results, *COSPAR*, 2000.
- Delva, M., and E. Dubinin, Upstream ULF fluctuations near Mars, *J. Geophys. Res.*, 103, A1, pp. 317-326, 1998.
- Dolginov, Sh. Sh., Ye. G. Yeroshenko, and L. N. Zhuzgov, The magnetic field of Mars according to the data from the Mars 3 and Mars 5, *J. Geophys. Res.*, Vol. 81, No. 19, pp. 3353-3362, 1976.
- Dolginov, Sh. Sh., On the magnetic field of Mars: Mars 2 and 3 evidence, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 1, 89-92, 1978a.
- Dolginov, Sh. Sh., On the magnetic field of Mars: Mars 5 evidence, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 1, 93-95, 1978b.
- Dubinin, E., R. Lundin, O. Norberg and N. Pissarenko, Ion acceleration in the Martian tail: Phobos observations, *J. Geophys. Res.*, 98, A3, pp. 3991-3997, 1993.
- Dubinin, E. M., K. Sauer, R. Lundin, K. Baumgärtel, and A. Bogdanov, Structuring of the transition region (plasma mantle) of the Martian magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 23, 7, 785-788, 1996a.
- Dubinin, E., K. Sauer, R. Lundin, O. Norberg, J-G Trotignon, K. Schwingenschuh, M. Delva, and W. Riedler, Plasma characteristics of the boundary layer in the Martian magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 101, A12, pp. 27061-27075, 1996b.
- Dubinin, E., K. Sauer, M. Delva, R. Grard, S. Livi, R. Lundin, A. Skalky, K. Schwingenschuh, and J-G Trotignon, Multi-instrument study of the upstream region near Mars: The Phobos 2 observations, *J. Geophys. Res.*, 105, A4, 7557-

- 7571, 2000.
- Dunlop, M. W., A. Balogh, K.-H. Glassmeier, Four-point Cluster application of magnetic field analysis tools: The discontinuity analyzer, *J. Geophys. Res.*, 107, A11, 24-1, doi: 10.1029/2001JA005089, 2002.
- Gabor, D., Theory of communication, *J. IEEE*, 93, 429-457, 1946.
- Galeev, A. A., R. Z. Sagdeev, V. Shapiro, V. Schevchenko, and K. Szego, MHD turbulence and particle acceleration in a mass-loaded solar wind, *Adv. Space Res.*, 9, 3, pp. 331-336, 1989.
- Gary, S. P., and M. M. Mellott, Whistler damping at oblique propagation - Laminar shock precursors, *J. Geophys. Res.*, 90, 1, p. 99-104, 1985.
- Gary, S. P., and C. D. Madland, Electromagnetic ion instabilities in a cometary environment, *J. Geophys. Res.*, 93, A1, 235-241, 1988.
- Gary, S. P., C. D. Madland, D. Winske, and N. Omid, Computer simulations of two-pickup-ion instabilities in a cometary environment, *J. Geophys. Res.*, 93, 9584-9596, 1988.
- Gary, S. P., K. Akimoto, D. Winske, cometary-ion/ion instabilities and wave growth, *J. Geophys. Res.*, 94, A4, 3513-3525, 1989.
- Gary, S. P., *Theory of Space Plasma Microinstabilities*, Cambridge Atmospheric and Space Series, Cambridge, 1993.
- Glassmeier, K. H., A. J. Coates, M. H. Acuña, M. L. Goldstein, A. D. Johnstone, F. M. Neubauer, and H. Rème, Spectral characteristics of low-frequency plasma turbulence upstream of Comet P/Halley, *J. Geophys. Res.*, 94, 37-48, 1989.
- Glassmeier, K. H., and F. M. Neubauer, Low-frequency electromagnetic plasma waves at Comet P/Grigg-Skjellerup: Overview and spectral characteristics, *J. Geophys. Res.*, 98, A12, pp. 20921-20935, 1993.
- Glassmeier, K. H., U. Motschmann, C. Mazelle, F. M. Neubauer, K. Sauer, S. A. Fuselier, and M. H. Acuña, Mirror modes and fast magnetoacoustic waves near the magnetic pileup boundary of comet P/Halley, *J. Geophys. Res.*, A12, pp. 20955-20964, 1993.
- Grard, R., A. Pedersen, S. Klimov, S. Savin, A. Skalsky, J. G. Trotignon, and C. Kennel, First measurements of plasma waves near Mars, *Nature*, 341, 607-609, 1989.

- Grard, R., C. Nairn, A. Pedersen, S. Klimov, S. Savin, A. Skalsky, and J. G. Trotignon, Plasma and waves around Mars, *Planet. Space Sci.*, 39, ½, 89-98, 1991.
- Grard, R., Skalsky, A., and Trotignon, J. G., Selected Wave and Plasma Features of the Martian Environment, Plasma Environments of Non-Magnetic Planets, Proceedings of the 4th COSPAR Colloquium, Edited by T.I. Gombosi. *COSPAR Colloquia Series 4*. p.321, Elsevier Science, 1993.
- Greenstadt, E. W., C. T. Russell, and M. M. Hoppe, Magnetic field orientation and suprathermal ions streams in the earth's foreshock, *J. Geophys. Res.*, 85, 3473-3479, 1980.
- Grensemann, M. G., and G. Schwehm, Giotto's second encounter: The mission to Comet P/Grigg-Skjellerup, *J. Geophys. Res.*, 98, A12, pp. 20907-20910, 1993.
- Gringauz, K. I., Gombosi T. I., M. Tátrallyay, M. I. Verigin, A. P. Remizov, A. K. Richter, I. Apáthy, I. Szemerey, A. V. Dyachkov, O. V. Balakina, A. F. Nagy, Detection of a new "chemical" boundary at comet Halley, *Geophys. Res. Lett.*, 13, 7, 613-616, 1986.
- Hanson, W. B., and G. P. Mantas, Viking electron temperature measurements: Evidence for a magnetic field in the Martian ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 93, pp. 7538-7544, 1988.
- Harned, D. S., Quasineutral hybrid simulation of macroscopic plasma phenomena, *J. Computational Phys.*, 47, 452-462, 1982.
- Hasegawa, A., Drift mirror instability in the magnetosphere, *Phys. Fluids*, 12, 2642, 1969.
- Hasegawa, A., Plasma instabilities and non linear effects, *Phys. And Chem. In Space 8*, Springer-Verlag, New York, 1975.
- Hoppe, M., C. T. Russell, L. Frank, T. Eastman, and E. Greenstadt, Upstream hydromagnetic waves and their association with backstreaming ion populations – ISEE 1 and 2 observations, *J. Geophys. Res.*, 86, 4471-4492, 1981.
- Huddleston, D., A. Coates, A. Johnstone, and F. Neubauer, Mass loading and velocity diffusion models for heavy pickup ions at Comet Grigg-Skjellerup, *J. Geophys. Res.*, 98, A12, pp. 20995-21002, 1993.
- Ip, W.-H., The fast atomic oxygen corona extend of Mars, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 2289-2292, 1990.

- Israelevich, P. L., F. M. Neubauer, and A. I. Ershkovich, The induced magnetosphere of comet Halley: interplanetary magnetic field during Giotto encounter, *J. Geophys. Res.*, 99, A4, pp. 6575-6583, 1994.
- Khrabrov, A. V., and B. Sonnerup, Error estimates for minimum variance analysis, *J. Geophys. Res.*, 103, A4, 6641-6651, 1998.
- Kim, J., A. F. Nagy, J. L. Fox, and T. E. Cravens, Solar cycle variability of hot oxygen atoms at Mars, *J. Geophys. Res.*, 103, A2, pp. 29339-29342, 1998.
- Kliore, A. J., Radio occultation observations of ionospheres of Mars and Venus, dans *Venus and Mars: Atmospheres, ionospheres and solar wind interactions*, AGU Monograph 66, pp. 265-277, 1992.
- Knudsen, W. C., K. Spenner, P. F. Michelson, R. C. Whitten, K. L. Miller, and V. Novak, Suprathermal electron energy distribution within the dayside Venus ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 85, A13, 7754-7758, 1980.
- Krasnopolsky, V. A., Solar cycle variations of the hydrogen escape rate and the comixing ratio on Mars, *Icarus*, 101, 1, pp. 33-41, 1993a.
- Krasnopolsky, V. A., Photochemistry of the Martian atmosphere (mean conditions), *Icarus*, 101, 2, pp. 313-332, 1993b.
- Lacombe, C., G. Belmont, D. Hubert, C. C. Harvey, A. Mangeney, C. T. Russell, J. T ; Gosling, and S. A. Fuselier, Density and magnetic field fluctuations observed by ISEE 1-2 in the quiet magnetosheath, *Ann. Geophysicae*, 13, pp. 343-357, 1995.
- Lacombe, C., and G. Belmont, Waves in the Earth's magnetosheath: observations and interpretations, *Adv. Space Res.*, 15, 8/9, (8/9)329-(8/9)340, 1995.
- Lanzerotti, L. J., and A. Hasegawa, High β plasma instabilities and storm time geomagnetic pulsations, *J. Geophys. Res.*, 80, 7, 1019-1022, 1975.
- Leblanc, F., and R. E. Johnson, Role of molecular species in pickup ion sputtering of the Martian atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 107, E2, pp. 5-1, CiteID 5010, DOI 10.1029/2000JE001473, 2002.
- Lee, M., and S. P. Gary, Quasi-linear evolution of ULF waves excited by cometary ion pickup, *J. Geophys. Res.*, 96, A12, 21319-21327, 1991.
- Lembège, B., Numerical simulations of collisionless shocks, in *Physical Processes in Hot Cosmic Plasmas*, pp. 81-139, 1990.
- Lembège, B., and P. Savoini, Formation of reflected electron bursts by the

- nonstationarity and nonuniformity of a collisionless shock front, *J. Geophys. Res.*, 107, A3, pp. SMP X-1, 1037, doi: 10.1029/2001JA900128, 2002.
- Lemons, D. S., D. Winske, and S. P. Gary, Nonlinear theory of the Weibel instability, *J. Plasma Phys.*, 21, 287-300, 1979.
- Lepping, R. P., and K. W. Behannon, Magnetic field directional discontinuities. I - Minimum variance errors, *J. Geophys. Res.*, 85, 4695-4703, 1980.
- Leroy, M. M., D. Winske, C. Goodrich, C. Wu, and K. Papadopoulos, The structure of perpendicular bow shock, *J. Geophys. Res.*, 87, 5081-5094, 1982.
- Liu, Y., A. F. Nagy, C. Groth, D. DeZeeuw, and T. Gombosi, 3D multi-fluid MHD studies of the Solar Wind interaction with Mars, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 17, 2689-2692, 1999.
- Liu, Y., The solar wind interaction with Mars: results of three-dimensional three-species MHD studies, *Adv. Space Res.*, 27, 11, 1837-1846, 2001.
- Lucek, E. A., M. W. Dunlop, T. S. Horbury, A. Balogh, P. Brown, P. Cargill, C. Carr, K. -H. Fornacon, E. Georgescu, and T. Oddy, Cluster magnetic field observations in the magnetosheath: four-point measurements of mirror structures, *Ann. Geophysicae*, 19, 1421-1428, 2001.
- Lucek, E. A., T. S. Horbury, M. W. Dunlop, P. Cargill, S. J. Schwartz, A. Balogh, P. Brown, C. Carr, K. -H. Fornacon, and E. Georgescu, Cluster magnetic field observations at a quasi-parallel bow shock, *Ann. Geophysicae*, 20, 1699-1710, 2002.
- Luhmann, J. G., The solar wind interaction with Venus, *Space Sci. Rev.*, 44, 3-4, 241-306, 1986.
- Luhmann, J. G., R. J. Warniers, C. T. Russell, J. R. Spreiter, and S. S. Stahara, A gas dynamic magnetosheath field model for unsteady interplanetary fields – Application to the solar wind interaction with Venus, *J. Geophys. Res.*, 91, 3001-3010, 1986.
- Luhmann, J. G., C. T. Russell, F. Scarf, L. Brace, and W. C. Knudsen, Characteristics of the Marslike limit of the Venus – Solar Wind interaction, *J. Geophys. Res.*, 92, A8, 8545-8557, 1987.
- Luhmann, J. G., The solar wind interaction with Venus and Mars: cometary analogies and contrasts, in *Cometary Plasma Processes*, *Geophys. Monograph* 61, AGU,

- 1991.
- Luhmann, J.G., and L.H. Brace, Near-Mars Space, *Rev. Geophys*, 29, 2, 121-140, 1991.
- Luhmann, J. G., The inner magnetosheath of Venus: an analogue for Earth?, *J. Geophys. Res.*, 100, A7, 12035-12045, 1995.
- Lundin, R., A. Zakharov, R. Pellinen, H. Borg, B. Hultqvist, N. Pissarenko, E. M. Dubinin, S. W. Barabash, I. Liede, and H. Hoskinen, First measurements of the ionospheric plasma escape from Mars, *Nature*, 341, 609-612, 1989.
- Lundin, R., A. Zakharov, R. Pellinen, H. Borg, B. Hultqvist, N. Pissarenko, E. M. Dubinin, S. W. Barabash, I. Liede, and H. Koskinen, Plasma composition measurements of the Martian magnetosphere morphology, *Geophys. Res. Lett*, 17, 6, pp. 877-880, 1990.
- Ma, Y., A.. F. Nagy, K. C. Hansen, D. L. DeZeeuw and T. I. Gombosi, Three-dimensional multispecies MHD studies of the solar wind interaction with Mars in the presence of crustal fields, *J. Geophys. Res.*, 107, A10, 1282, doi: 10.1029/2002JA009293, 2002.
- Malin, M., G. Danielson, A. Ingersoll, H. Masursky, J. Veverka, M. Ravine, and T. Soulanille, Mars Observer Camera, *J. Geophys. Res.*, 97, 7699-7718, 1992.
- Mazelle, C., H. Rème, J. A. Sauvaud, C. d'Uston, C. W. Carlson, K. A. Anderson, D. W. Curtis, R. P. Lin, A. Korth, D. A. Mendis, F. M. Neubauer, K. H. Glassmeier, and J. Raeder, Analysis of suprathermal electron properties at the magnetic pile-up boundary of comet p/Halley, *Geophys. Res. Lett*, 16, 9, 1035-1038, 1989.
- Mazelle, C., *Etude de l'interaction du vent solaire et de la comète de Halley – Analyse des propriétés du plasma dans la région d'empilement magnétique*, Ph. D. Thesis, Université Paul Sabatier, 1990.
- Mazelle, C., G. Belmont, K. –H. Glassmeier, D. Le Quéau, and H. Rème, Ultra low frequency waves at the magnetic pile-up boundary of comet p/Halley, *Adv. Space Res.*, 11, 9, (9)73-(9)77, 1991.
- Mazelle, C., and F. M. Neubauer, Discrete wave packets at the proton cyclotron frequency at Comet P/Halley, *Geophys. Res. Lett*, 20, 2, 153-156, 1993.
- Mazelle, C., H. Rème, F. M. Neubauer, and K. –H. Glassmeier, Comparison of the main magnetic and plasma features in the environments of comets Grigg-Skjellerup and Halley, *Adv. Space Res.*, 16, 4, (4)41-(4)45, 1995.

- Mazelle, C., J. B. Cao, G. Belmont, F. M. Neubauer, and A. J. Coates, Compressive character of low frequency waves driven by newborn ions at Comet Grigg-Skjellerup, *Adv. Space Res.*, 20, p. 267, 1997.
- Mazelle, C., H. Rème, D. Vignes, M. H. Acuña, D. Brain, J. E. Connerney, D. H. Crider, R. P. Lin, D. E. Mitchell, P. A. Cloutier, D. Winterhalter, and N. Ness, Nonlinear Low Frequency Waves Observations by Mars Global Surveyor, American Geophysical Union Fall Meeting, 2000.
- Mazelle, C., C. L. Bertucci, K. Sauer, D. A. Brain, D. L. Mitchell, H. Rème, and M. H. Acuña, Properties of Upstream Waves at the Proton Cyclotron Frequency at Mars from MGS Observations, American Geophysical Union Fall Meeting, P42A-0535, December 2001.
- Mazelle, C., D. Winterhalter, K. Sauer, J. G. Trotignon, M. Acuña, K. Baumgärtel, C. Bertucci, D. Brain, S. Brecht, M. Delva, E. Dubinin, M. Øieroset, and J. Slavin, Bow shock and upstream phenomena at Mars, *Space Sci. Rev.*, 2004a, in press.
- Mazelle, C., C. Bertucci, et al., The magnetic pileup boundary, a comet-like feature in the Mars-Solar Wind interaction, *J. Geophys. Res.*, in preparation, 2004b.
- McComas, D. J., J. T. Gosling, C. T. Russell, and J. A. Slavin, Magnetotails at unmagnetized bodies: comparison of comet Giacobini-Zinner and Venus, *J. Geophys. Res.*, 92, A9, 10,111-10,117, 1987.
- Meziane, K., *Etude des populations de particules suprathermiques en amont de l'onde de choc terrestre*, Ph. D. Thesis, Université Paul Sabatier, 1988.
- Mitchell, D. L., R. P. Lin, C. Mazelle, H. Rème, P. A. Cloutier, J. E. P. Connerney, M. H. Acuña and N. F. Ness, Probing Mars' crustal magnetic field and ionosphere with the MGS Electron Reflectometer, *J. Geophys. Res.*, 106, E10, 23419-23427, 2001.
- Modolo, R., G. Chanteur, and A. Matthews, Reflection of solar wind ions by a planetary quasi-perpendicular bow shock, *IUGG Sapporo*, 2003.
- Modolo, R. and G. Chanteur, Communication privée, 2003.
- Moore, K. R., V. A. Thomas, and D. J. McComas, Global hybrid simulation of the solar wind interaction with the dayside of Venus, *J. Geophys. Res.*, 96, A5, 7779-7791,

- 1991.
- Moses, S. L., F. V. Coroniti, and F. L. Scarf, Expectations for the microphysics of the Mars-Solar Wind interaction, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 5, pp. 429-432, 1988.
- Motschmann, U., and K. -H. Glassmeier, Nongyrotropic distribution of pickup ions at Comet P/Grigg-Skjellerup: A possible source of wave activity, *J. Geophys. Res.*, 98, A12, 20977-20983, 1993.
- Motschmann, U., H. Kafemann, and M. Scholer, Nongyrotropy in magnetoplasmas: simulation of wave excitation and phase-space diffusion, *Annales Geophysicae*, 15, 603-613, 1997.
- Nagy, A. F., J. Kim and T. E. Cravens, Hot hydrogen and oxygen atoms in the upper atmospheres of Venus and Mars, *Annales Geophysicae*, 8, 4, pp. 251-256, 1990.
- Nagy, A. F., K. Sauer, T. E. Cravens, C. Mazelle, D. Crider, C. Bertucci, S. Brecht, E. Kallio, D. Mitchell, and D. Winterhalter, The plasma environment of Mars, *Space Sci. Rev.*, 2003, in press.
- Neubauer, F. M., Giotto magnetic-field results on the boundaries of the pile-up region and the magnetic cavity, *Astron. Astrophys.*, 187, pp. 73-79, 1987.
- Neubauer, F. M., H. Marschall, M. Pohl, et al., First results from the Giotto magnetometer experiment during the P/Grigg-Skjellerup encounter, *Astron. Astrophys.*, 268, L5-L8, 1993a.
- Neubauer, F. M., K. -H. Glassmeier, A. J. Coates, and A. D. Johnstone, Low-frequency electromagnetic plasma waves at Comet P/Grigg-Skjellerup: Analysis and interpretation, *J. Geophys. Res.*, 98, A12, 20937-20953, 1993b.
- Neugenbauer, M., Goldstein R., Goldstein B. E., Fuselier S. A., Balsiger H., and W. H. Ip, Densities and abundances of hot cometary ions in the coma of p/Halley, *The astrophysical journal*, 372, 291-300, 1991.
- Omidi, N., and D. Winske, Simulation of the solar wind interaction with the outer regions of the coma, *Geophys. Res. Lett.*, 13, 397-400, 1986.
- Omidi, N., and D. Winske, Subcritical dispersive shock waves upstream of planetary bow shocks and at Comet Giacobini-Zinner, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 1303-1306, 1988.
- Orlowski, D. S., and C. T. Russell, Comparison of properties of upstream whistlers at different planets, *Adv. Space Res.*, 16, 4, (4)137-(4)141, 1995.

- Peyrard, P. -F., *Méthodes numériques pour les équations de la magnétohydrodynamique multidimensionnelles. Application aux plasmas spatiaux*, Ph. D. Thesis, Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, 1998.
- Phillips, J. L., J. G. Luhmann, and C. T. Russell, Magnetic configuration of the Venus magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, 91, 7931-7938, 1986.
- Phillips, J. L., and D. J. McComas, The Magnetosheath and Magnetotail of Venus, *Space Sci. Rev.*, 55, 1-80, 1991.
- Price, C., Mirror waves driven by newborn ion distributions, *J. Geophys. Res.*, 94, A11, 15001-15009, 1989.
- Raeder, J., F. M. Neubauer, N. F. Ness and L. F. Burlaga, Macroscopic perturbations of the IMF by P/Halley as seen by the Giotto magnetometer, *Astron. Astrophys.*, 187, pp. 61-64, 1987.
- Rème, H., J. Sauvaud, C. D'Uston, A. Cros, K. Anderson, C. Carlson, D. Curtis, R. P. Lin, A. Korth, A. Richter, and D. Mendis, General features of comet p/Halley-Solar Wind interaction from plasma measurement, *Astron. Astrophys.*, 187, ½, 33, 1987.
- Rème, H., C. Mazelle, J. Sauvaud, C. D'Uston, F. Froment, R. P. Lin, K. Anderson, C. Carlson, D. Larson, and A. Korth, Electron plasma environment at comet Grigg-Skjellerup: General observations and comparison with the environment at comet Halley, *J. Geophys. Res.*, 98, A12, 20965-20976, 1993.
- Rème, H., C. Mazelle, C. D'Uston, A. Korth, R. P. Lin, and P. Chaizy, There is no 'cometopause' at comet Halley, *J. Geophys. Res.*, vol. 99, no. A2, p. 2301-2308, 1994.
- Riedler, W., D. Mohlmann, V. N. Oraevsky, K. Schwingenschuh, et al., Magnetic fields near Mars: first results, *Nature*, 341, 604-607, 1989.
- Rönmark, K., *Waves in homogeneous, anisotropic multicomponent plasmas (WHAMP)*, 1982.
- Russell, C. T., The magnetic field of Mars: Mars 3 evidence re-examined, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 1, 81-84, 1978a.
- Russell, C. T., The magnetic field of Mars: Mars 5 evidence re-examined, *Geophys. Res. Lett.*, 5, 1, 85-88, 1978b.

- Russell, C. T., and E. W. Greenstadt, Initial ISEE magnetometer results - Shock observation, *Space Sci. Rev.*, 23, 3-37, 1979.
- Russell, C. T., and O. Vaisberg, The interaction of the Solar Wind with Venus, in *Venus*, D. M. Hunten, L. Colin, T.M. Donahue, and V. I. Moroz eds., University of Arizona Press, 873-940, 1983.
- Russell, C. T. and M. M. Hoppe, Upstream Waves and Particles, *Space Sci. Rev.*, 34, 155-172, 1983.
- Russell, C. T., J. G. Luhmann, K. Schwingenschuh, W. Riedler, and Ye. Yeroshenko, Upstream waves at Mars: Phobos Observations, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 6, pp. 897-900, 1990.
- Russell, C. T., Guan Le, K. Schwingenschuh, W. Riedler, and Ye. Yeroshenko, Mirror mode waves at comet Halley, in *Cometary Plasma Processes, Geophysical Monograph 61*, AGU, 1991.
- Sagdeev, R. Z., V. Shapiro, V. Schevchenko, and K. Szego, MHD turbulence in the solar wind – comet interaction region, *Geophys. Res. Lett.*, 13, pp. 85-88, 1986.
- Sauer, K., U. Motschmann, and K. Baumgartel, Multifluid simulations of the solar wind – comet interaction, *Adv. Space Res.*, 9, 3, 309-312, 1989.
- Sauer, K., T. Roatsch, U. Motschmann, K. Schwingenschuh, R. Lundin, H. Rosenbauer, and S. Livi, Observations of plasma boundaries and phenomena around Mars with Phobos 2, *J. Geophys. Res.*, 97, 6227-6233, 1992.
- Sauer, K., A. Bogdanov and K. Baumgärtel, Evidence of an ion composition boundary (protonopause) in bi-ion fluid simulations of solar wind mass loading, *Geophys Res. Lett.*, 21, 20, 2255-2258, 1994.
- Sauer, K., A. Bogdanov and K. Baumgärtel, The protonopause – an ion composition boundary in the magnetosheath of Comets, Venus and Mars, *Adv. Space Res.*, 16, 4, (4)153-(4)158, 1995.
- Sauer, K., E. Dubinin, M. Dunlop, K. Boumgartel, and V. Tarasov, Low-frequency electromagnetic waves near and below the proton cyclotron frequency at the AMPTE Ba release: Relevance to comets and Mars, *J. Geophys. Res.*, 104, A4, 6763-6772, 1999.
- Sauer, K., and E. Dubinin, The nature of the Martian "obstacle boundary", *Adv. Space Res.*, 26, 10, pp. 1633-1637, 2000.

- Sauer, K., E. Dubinin, and J. F. McKenzie, New type of soliton in bi-ion plasmas and possible implications, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 18, p. 3589, 2001.
- Sauer, K., E. Dubinin, and J. F. McKenzie, Wave emission by whistler oscillitons: Application to "coherent lion roars", *Geophys. Res. Lett.*, 29, 24, 79-1, 2226, doi: 10.1029/2002GL015771, 2002.
- Sauer, K., E. Dubinin, and J. F. McKenzie, Solitons and oscillitons in multi-ion space plasmas, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 10, 121-130, 2003.
- Sauer, K., communication privée, 2003.
- Sauer, K., and E. Dubinin, Oscillitons and gyrating ions, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 23, pp. SSC 3-1, doi 10.1029/2003GL018266, 2003.
- Sauer, K., and E. Dubinin, *Annales Geophysicae*, in preparation, 2004.
- Saunders, M.A., and C.T. Russell, Average Dimension and Magnetic Structure of the Distant Venus Magnetotail, *J. Geophys. Res.*, 95, A5, 5589-5604, 1986.
- Schwartz, S. J., D. Burgess, W. Wilkinson, R. Kessel, M. Dunlop, and H. Luehr, Observations of short large-amplitude magnetic structures at a quasi-parallel shock, *J. Geophys. Res.*, 97, A4, 4209-4227, 1992.
- Schwartz, J. S., Shock and discontinuity normals, Mach numbers, and related parameters, in *Analysis methods for multi-spacecraft data, ISSI Scientific Report*, pp. 249-270, 1998.
- Schwingenschuh, K., W. Riedler, H. Lichtenegger, Ye. Yeroshenko, K. Sauer, J. G. Luhmann, M. Ong, and C. T. Russell, Martian bow shock – PHOBOS observations, *Geophys. Res. Lett.*, 17, pp. 889-892, 1990.
- Shah, M.B., D.S. Elliott, and H.B. Gilbody, Pulsed cross-beam study of the ionisation of atomic hydrogen by electron impact, *J. Physics B*, 20, 3501-3514, 1987.
- Slavin, J. A., R. C. Elphic, C. T. Russell, F. L. Scarf, J. H. Wolfe, J. D. Mihalov, D. S. Intriligator, L. H. Brace, H. A. Taylor Jr., and R. E. Daniell Jr., The Solar Wind interaction with Venus: Pioneer Venus Observations of Bow Shock location and structure, *J. Geophys. Res.*, 85, A13, 7625-7641, 1980.
- Slavin, J. A., and R. E. Holzer, The solar wind interaction with Mars revisited, *J. Geophys. Res.*, 87, B12, 10285-10296, 1982.
- Slavin, J. A., E. J. Smith, B. T. Tsurutani, G. L. Siscoe, D. E. Jones, D. A. Mendis, Giacobini-Zinner Magnetotail: ice magnetic field observations, *Geophys. Res.*

- Lett*, 13, 3, 283-286, 1986.
- Slavin, J.A., D.S. Intriligator, and E.J. Smith, Pioneer Venus Orbiter Magnetic Field and Plasma Observations in the Venus Magnetotail, *J. Geophys. Res.*, vol 94, no. A3, 2383-2398, 1989.
- Slavin, J.A., K. Schwingenschuh, W. Riedler, and Ye. Yeroshenko, The Solar Wind interaction with Mars: Mariner 4, Mars 2, Mars 3, Mars 5, and Phobos 2 observations of Bow Shock position and shape, *J. Geophys. Res.*, 96, A7, 11235-11241, 1991.
- Sonnerup, B. U. O., and L. J. Cahill Jr., Magnetopause structure and attitude from Explorer 12 observations, *J. Geophys. Res.*, 72, 1, 1967.
- Spenser, K., W. C. Knudsen, K. L. Miller, V. Novak, C. T. Russell, and R. C. Elphic, Observation of the Venus mantle, the boundary region between solar wind and the ionosphere, *J. Geophys Res.*, 85, A13, 7655-7662, 1980.
- Spreiter, J. R., and A. W. Rizzi, The martian bow wave – Theory and observation, *Planet. Space Sci.*, 20, 205, 1972.
- Spreiter, J. R., and S. S. Stahara, Magnetohydrodynamic and gasdynamic Theories for planetary bow waves, in Collisionless shocks in the heliosphere: Reviews of current research, B. Tsurutani, and G. Stone eds., *Geophysical Monograph 35*, p. 85, AGU, 1985.
- Spreiter, J. R., and S. S. Stahara, Computer modeling of solar wind interaction with Venus and Mars, in *Venus and Mars: Atmospheres, Ionospheres and Solar Wind Interactions*, J. Luhmann and M Tatrallyay (eds.), *Geophysical Monograph 66*, AGU, 1992.
- Straub, H.C., B.G. Lindsay, K.A. Smith, and R.F. Stebbings, Absolute partial cross sections for electron-impact ionization of CO₂ from threshold to 1000 eV, *J. Chemical Physics*, 105, 10, 4015-4022, 1996
- Tanaka, T., and K. Murawski, Three-dimensional MHD simulation of the solar wind interaction with the ionosphere of Venus: Results of two-component reacting plasma simulation, *J. Geophys. Res.*, 102, A9, 19805-19821, 1997.
- Tanaka, T., Effects of decreasing ionospheric pressure and the plasma mixing recess on the Solar Wind interaction with non-magnetized Planets, *Adv. Space Res.*, 26, 10, 1577-1586, 2000.

- Tarasov, V., *Interaction du vent solaire avec l'environnement de la planète Mars: étude des fluctuations électromagnétiques en amont du choc*, Ph. D. Thesis, Université de Versailles / Saint-Quentin, 1998.
- Tátrallyay, M., K. Szegő, M. I. Verigin, and A. P. Remizov, Cometopause revisited, *Adv. Space Res.*, 16, 4, (4)35-(4)39, 1995.
- Tátrallyay, M., G. Gévai, I. Apathy, K. Schwingenschuh, T. Zhang, G. Kotova, M. I. Verigin, S. Livi, and H. Rosenbauer, Magnetic field overshoots in the Martian bow shock, *J. Geophys. Res.*, 102, A2, 2157-2164, 1997.
- Terasawa, T., Acceleration mechanisms for cometary ions, in *Cometary plasma processes*, *Geophys. Monograph 61*, AGU, PP. 277-286, 1991.
- Thomas, V., and D. Winske, Two dimensional hybrid simulation of a curved bow shock, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 9, 1247-1250, 1990.
- Thompson, W.R., M.B Shah, and H.B. Gilbody, Single and double ionization of atomic oxygen by electron impact, *J. Physics B, Atomic, molecular and optical physics*, 28, 1321-1330, 1995.
- Thorne, R., and B. Tsurutani, Resonant interactions between cometary ions and low frequency electromagnetic waves, *Planet. Space Sci.*, 35, 12, 1501-1511, 1987.
- Trotignon, J. G., M. Hamelin, R. Grard, A. Pedersen, S. Klimov, S. Savin, and A. Skalsky, A comparison of the Earth's and Mars' bow shocks detected by the Phobos plasma-wave system, *Planet. Space Sci.*, 39, 99-112, 1991a.
- Trotignon, J-G, R. Grard, and S. Klimov, Location of the Martian bow shock measurements by the plasma wave system on Phobos 2, *Geophys. Res. Lett.*, 18, 365-368, 1991b.
- Trotignon, J. G., R. Grard, and S. Savin, Plasma wave system measurements of the Martian bow shock from the Phobos 2 spacecraft, *J. Geophys. Res.*, 96, 11,253-11,264, 1991c.
- Trotignon, J. G., A. Skalsky, R. Grard, C. Nairn, and S. Klimov, Electron density in the Martian foreshock as a by-product of the electron plasma oscillation observations, *J. Geophys. Res.*, 97, 10,831-10,840, 1992.
- Trotignon, J. G., R. Grard, and A. Skalsky, Position and shape of the Martian bow shock: the Phobos 2 plasma wave system observations, *Planet. Space Sci.*, 41, 189-198, 1993.

- Trotignon, J-G, E. Dubinin, R. Grard, S. Barabash, and R. Lundin, Martian planetopause as seen by the plasma wave system onboard Phobos 2, *J. Geophys. Res.*, 101, A11, 24965-24977, 1996.
- Trotignon, J. G., A. Trotignon, E. Dubinin, A. Skalsky, R. Grard, and K. Schwingenschuh, Electron plasma waves beyond the Mars' bow shock: the PWS/Phobos 2 observations, *Adv. Space Res.*, 26, (10)1619-(10)1622, 2000.
- Trotignon, J. G., Martian shock and magnetic pile-up boundary positions and shapes revisited after Mars Global Surveyor, paper presented at GAIV.03 Session, Mars: Magnetism and interaction with the solar wind, *IUGG 2003 General Assembly*, Sapporo, Japan, 2003.
- Tsurutani, B. T., and E. J. Smith, Strong hydromagnetic turbulence associated with comet Giacobini-Zinner, *Geophys. Res. Lett.*, 13, 3, 259-262, 1986.
- Tsurutani, B. T., E. J. Smith, R. Thorne, J. Gosling, and H. Matsumoto, Steepened magnetosonic waves at Comet Giacobini-Zinner, *J. Geophys. Res.*, 92, 11074-11082, 1987.
- Tsurutani, B. T., E. J. Smith, A. Brinca, R. Thorne, and H. Matsumoto, Properties of whistler mode wave packets at the leading edge of steepened magnetosonic waves : Comet Giacobini-Zinner, *Planet. Space Sci.*, 37, pp. 167-182, 1989.
- Tsurutani, B. T., Comets – A laboratory for plasma waves and instabilities, in *Cometary plasma processes*, *Geophys. Monograph 61*, AGU, pp. 189-209, 1991.
- Tsurutani, B. T., G. S. Lakhina, E. J. Smith, B Buti, S. L. Moses, F. V. Coroniti, A. L. Brinca, J. A. Slavin, and R. D. Zwickl, Mirror mode structures and ELF plasma waves in the Giacobini - Zinner magnetosheath, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 6, 3/4, pp. 229 - 234, 1999.
- Vaisberg, O. L., S. A. Romanov, V. N. Smirnov, I. P. Karpinskii, B. I. Khazanov, B. V. Polenov, A. V. Bogdanov, and N. M. Antonov, Ion flux parameters in the solar wind - Venus interaction region according to Venera-9 and Venera-10 data, in: *Physics of solar planetary environments, Proceedings of the International Symposium on Solar-Terrestrial Physics*, AGU, 904-917, 1976.
- Vaisberg, O. L., and L. M. Zeleny, Formation of the Plasma Mantle in the Venusian Magnetosphere, *Icarus* 58, 412-430, 1984.
- Vaisberg, O. L., J. G. Luhmann and C. T. Russell, Plasma observations of the solar

- wind interaction with Mars, *J. Geophys. Res.*, 95, B9, 14841-14852, 1990.
- Vaisberg, O. L., The Solar Wind interaction with Mars: a review of results from previous soviet missions to Mars, *Adv. Space Res.*, 12, 9, (9)137-(9)161, 1992a.
- Vaisberg, O. L., The Solar Wind interaction with Mars: a review of results from early soviet missions to Mars, in Venus and Mars,: Atmospheres, Ionospheres and Solar Wind Interactions, J. Luhmann and M Tatrallyay (eds.), *Geophysical Monograph* 66, AGU, 1992b.
- Valenzuela, A., G. Haerendel, H. Foeppel, F. Melzner, and H. Neuss, The AMPTE artificial comet experiments, *Nature*, 320, 700-703, 1986.
- Verigin, M., G. Kotova, N. Shutte, and coll., Quantitative model of the Martian magnetopause shape and its variation with the solar wind ram pressure based on Phobos 2, *J. Geophys. Res.*, 102, A2, 2147-2156, 1997.
- Vignes, D., C. Mazelle, H. Rème, M. H. Acuña, J. E. P. Connerney, R. P. Lin, D. L. Mitchell, P. Cloutier, D. H. Crider, and N. F. Ness, The Solar Wind interaction with Mars: locations and shapes the Bow Shock and the Magnetic Pile-up Boundary from the observations of the MAG/ER experiment onboard Mars Global Surveyor, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 1, 49-52, 2000.
- Vignes, D., M; H. Acuña, J. E. P. Connerney, D. H. Crider, H. Rème, and C. Mazelle, Factors controlling the location of the Bow Shock at Mars, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 9, 42-1-42-4, doi: 10.1029/2001GL014513, 2002.
- Winske, D., and K. B. Quest, Electromagnetic ion beam instabilities – Comparison of oneand two-dimensional simulations, *J. Geophys. Res.*, 91, 8789-8797, 1986.
- Wu, C. S. and R. C. Davidson, Electromagnetic instabilities produced by neutral-particle ionization in interplanetary space, *J. Geophys. Res.*, 77, 28, 5399-5406, 1972.
- Yeroshenko, Y., W. Riedler, K. Schwingenschuh, J. G. Luhmann, M. Ong, and C. T. Russell, The magnetotail of Mars: Phobos observations, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 6, 885-888, 1990.
- Zhang, T., J. G. Luhmann, and C. T. Russell, The magnetic barrier at Venus, *J. Geophys. Res.*, 96, A7, 11145-11153, 1991a.
- Zhang, T., K. Schwingenschuh, H. Lichtenegger, W. Riedler, C. T. Russell, and J. G. Luhmann, Interplanetary magnetic field control of the Mars Bow Shock: evidence

for Venuslike interaction, *J. Geophys. Res.*, 96, A7, 11265-11269, 1991b.

Zahkarov, A. V., The plasma environment of Mars: Phobos mission results, in *Venus and Mars: Atmospheres, Ionospheres and Solar Wind Interactions*, J. Luhmann and M Tatrallyay (eds.), *Geophysical Monograph* 66, AGU, 327-344, 1992.

Zuber, M., D. Smith, S. Solomon, D. Muhleman, J. Head, J. Garvin, J. Abshire, and J. Bufton, The Mars Observer Laser Altimeter investigation, *J. Geophys. Res.*, 97, 7781-7798, 1992.

RESUME

Cette thèse s'intéresse à l'étude de l'interaction du vent solaire avec Mars à l'aide des données obtenues par les magnétomètres et le spectromètre d'électrons MAG/ER à bord de la sonde Mars Global Surveyor (MGS) pour en déduire des contraintes sur les mécanismes d'échappement non thermiques à l'issue de cette interaction. Tout d'abord, nous analysons des ondes de très grande amplitude et fortement cohérentes à la fréquence locale de giration des protons qui ont été observées pour la première fois. Une analyse théorique sur la génération de ces ondes dans le cadre de la théorie linéaire permet de les associer au phénomène d'implantation des H^+ d'origine exosphérique. Pourtant, la nature de ces ondes ainsi que des simulations MHD Hall multi-fluide montrent que ces ondes ont une origine non linéaire. Des études théoriques supplémentaires seront donc nécessaires afin d'établir à partir des propriétés de ces ondes des contraintes sur les paramètres des modèles d'exosphère actuels et sur le taux d'échappement atmosphérique. D'autre part, nous caractérisons exhaustivement la frontière d'empilement magnétique (MPB), une frontière plasma permanente entre l'onde de choc et l'ionosphère. En particulier grâce à une étude de la topologie du champ magnétique, nous démontrons que l'enroulement de lignes de champ est fortement accéléré lorsque la MPB est franchie. Cette étude nous permet également de démontrer l'existence de la MPB autour de Vénus où la frontière n'avait jamais été identifiée. En conséquence, les résultats de cette thèse montrent que cette frontière est commune à tous les objets atmosphériques faiblement magnétisés et le fait que son existence est profondément liée à la nature multi-ionique de leur interaction.

TITLE

STUDY OF THE INTERACTION OF THE SOLAR WIND WITH MARS: IMPLICATIONS ON THE ATMOSPHERIC ESCAPE MECHANISMS

ABSTRACT

We analyze the solar wind interaction with Mars from Mars Global Surveyor (MGS) Magnetometer / Electron Spectrometer (MAG/ER) data in order to deduce constraints on non-thermal atmospheric escape mechanisms related to this interaction. We analyze high-amplitude highly coherent waves at the local proton cyclotron frequency never reported before. A theoretical study based on linear wave growth theory reveals that these waves are associated to the exospheric H^+ pickup process. However, the characteristics of these waves and MHD Hall multi-fluid simulations suggest that nonlinear effects are involved in their origin. Theoretical studies are needed in order to establish constraints on exospheric model parameters and on the atmospheric loss rate from the properties of these waves. We also characterize the magnetic pileup boundary (MPB), a permanent plasma boundary located between the bow shock and the ionosphere. From a study of the magnetic field topology we demonstrate that the magnetic field line draping is strongly accelerated across the MPB. Equivalently, we demonstrate for the first time the existence of a MPB at Venus. Thus, the MPB is revealed to be a common boundary to all weakly magnetized, atmospheric bodies whose nature is deeply related to the multi-ion nature of their interaction.

SPECIALITE: PLANETOLOGIE: PHYSIQUE DES PLASMAS SPATIAUX

MOTS-CLES: Plasmas Spatiaux, Ondes, Frontières plasma, Exosphère, Mars, Venus, Comètes

Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, 9 av. du Colonel Roche, 31028 Toulouse Cedex 4